

ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ НАКАЛЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ

У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, Т. П. Ивлева

(Москва)

При исследовании процесса зажигания конденсированных взрывчатых веществ дисперсным потоком (газ+твердые частицы) было показано [1, 2], что частицы, внедряющиеся в поверхность вещества во время индукционного периода, могут оказывать существенное влияние на характер протекания процесса. В [2] предложена приближенная математическая модель, пригодная для случая больших концентраций частиц в набегающем потоке. Предполагалось, что по достижении температуры размягчения вся поверхность образца «мгновенно» заполняется горячими частицами. Такая модель не описывает процесс в случае малых концентраций, когда частицы, внедрившиеся в поверхность, находятся на достаточном удалении друг от друга. В этом случае процесс развивается по очаговому механизму, т. е. частица, внедрившаяся в поверхность, может приводить к локальному (точечному) воспламенению.

Настоящая работа проведена с целью экспериментального и теоретического исследования процесса воспламенения конденсированных ВВ одиночной частицей и представляет интерес для выяснения механизма зажигания дисперсным потоком, а также самостоятельный интерес для проблемы чувствительности ВВ к тепловым и механическим воздействиям.

Постановка задачи

Постановка задачи базируется на следующих основных предположениях.

1. Раскаленная сферическая частица мгновенно приводится в контакт с химически реагирующим веществом, имеющим полубесконечную протяженность. Контакт осуществляется по поверхности шарового сегмента высотой $R_0 + h = R_0(1 + \cos \varphi_0)$ (рис. 1). Оставшаяся поверхность вещества и шарика находится в контакте с газовой средой.

2. Реагирующее вещество к моменту контакта с частицей имеет постоянную начальную температуру и заданный профиль температур, образовавшийся в результате предварительного прогрева газовым или дисперсным потоком с известным коэффициентом теплообмена.

3. Рассматривается простейшая физико-химическая модель в предположении, что основные процессы, приводящие к зажиганию, происходят в конденсированной фазе. Материал частиц инертен и не оказывает каталитического влияния на процесс. Величины, характеризующие физические свойства веществ и химическую реакцию, в ходе процесса остаются постоянными.

Математическая постановка задачи сводится к известным уравнениям, которые имеют следующий вид:

$$c_i \rho_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \lambda_i \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin \varphi \frac{\partial T_i}{\partial \varphi} \right) \right] +$$

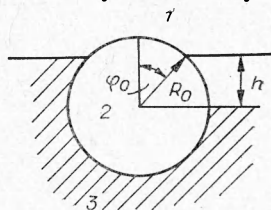


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — газ; 2 — инертное вещество; 3 — реагирующее вещество.

$$+ AQk_0 \exp(-E/RT_i), \quad (1)$$

где

$$\left. \begin{aligned} i=1 & \text{ — газ; } 0 \leq \varphi \leq \varphi_0; R_0 \cos \varphi > h; A=0; \\ i=2 & \text{ — инертная частица; } 0 \leq r < R_0; 0 \leq \varphi \leq \pi; A=0; \\ \text{без индекса} & \text{ — вещество; } \varphi_0 \leq \varphi \leq \pi; R_0 \cos \varphi \leq h; A=1; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } & t=0; T_1=T=T_n, T_2=T_0. \\ \text{б) } & t=t_*; T_1=f(r, \varphi, t_*); T=\Psi(r, \varphi, t_*); T_2=T_0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь t_* — время, соответствующее моменту внедрения частицы, а температурный профиль находится из решения задачи зажигания при граничных условиях третьего рода, характеризуемых коэффициентом теплообмена α и температурой среды T_0 .

Граничные условия:

$$r=0: T_2 \text{ — ограничено; } r \rightarrow \infty; \frac{\partial T_1}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0; \quad (4)$$

$$\varphi = 0, \pi; \frac{\partial T_1}{\partial \varphi} = \frac{\partial T_2}{\partial \varphi} = \frac{\partial T}{\partial \varphi} = 0; \quad (5)$$

$$r = R_0: \left\{ \begin{aligned} \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} &= \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}; T_1 = T_2; 0 \leq \varphi \leq \varphi_0; \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} &= \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}; T = T_2; \varphi_0 \leq \varphi \leq \pi; \end{aligned} \right. \quad (6)$$

$r \cos \varphi = h$ (граница сред газ-вещество):

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial r} \cos \varphi - \frac{\partial T_1}{\partial \varphi} \frac{\sin \varphi}{r} \right) = \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial r} \cos \varphi - \frac{\partial T_2}{\partial \varphi} \frac{\sin \varphi}{r} \right), \quad (7)$$

где r, φ — координаты; t — время; T — температура; Q — тепловой эффект реакции; k_0 — предэкспонент; E — энергия активации; λ, c, ρ — коэффициент теплопроводности, теплоемкость и плотность.

Решение системы уравнений (1)–(7) проводилось численно на ЭВМ. В результате решения находились нестационарное распределение температур как функция основных параметров системы $T=f(x, \varphi, t, t_*, T_0, f, \Psi, h, R_0)$, а также время задержки зажигания (t_*) и критические параметры $E_{кр}$ и $d_{кр}$, разделяющие взрывной и невзрывной режимы (воспламенение в адиабатическом режиме не рассматривается). Следует отметить, что случай достаточно больших h соответствует одномерной задаче [3] о зажигании ВВ инертной сферической частицей.

Методика эксперимента

Требования, предъявляемые к экспериментальной методике, сводятся к удовлетворению перечисленных выше требований физической и математической модели.

Принципиальная схема установки изображена на рис. 2. Задание теплового импульса на поверхности вещества осуществляется путем мгновенного контакта исследуемого образца с раскаленной инертной частицей правильной сферической формы. Поверхность контакта образца с шариком выполнена в виде шарового сегмента с запрессованной хромель-копелевой термопарой толщиной ~ 5 мк. Термопара предназначена для регистрации изменения температуры поверхности и определения момента зажигания (t_* соответствует срыв кривой температура — время). Зажигаемые образцы диаметром 12 и высотой 8 мм запрессовались в специальные сборки из асбоцемента, теплофизические свойства которого близки к теплофизическим свойствам исследуемых образцов. Размеры образца соответствуют независимости критических

условий воспламенения от диаметра и высоты во всем диапазоне изменения параметров.

Опыты проводились как с предварительным прогревом образцов, так и без него в соответствии с начальными условиями (3а) и (3б). Для исследования закономерностей воспламенения ВВ раскаленной частицей при предварительном нагреве образца потоком горячего газа была использована экспериментальная установка, описанная в [4]. Моменту контакта шарика с веществом t_* соответствует достижение на поверхности заданной температуры T_* .

Одним из основных требований, предъявляемых к экспериментальной методике, является наличие мгновенного и хорошего теплового контакта шарика с веществом, т. е. выполнение граничных условий (6). Очевидно, что условие равенства температур на границе раздела сред справедливо только для очень тесного контакта (например, в спаях). Во всех других случаях температура контакта очень сильно зависит от состояния поверхностей, от силы прижатия тел и т. д. В связи с этим при проведении эксперимента использовались шарики для шарикоподшипников из стали ШХ-15 диаметром 0,4—2,5 мм с высокой чистотой обработки поверхности (размер шероховатости не более 0,1 мк) и отполированные шарики окиси алюминия диаметром 2 и 2,8 мм. Большое внимание было также уделено состоянию поверхности образцов. Прессование производилось при помощи пуансона с полусферическим подпятником (при изготовлении использовались стальные шарики), размер лунки соответствовал в экспериментах диаметру шарика.

Для получения надежного контакта шарика с веществом была изготовлена специальная магнитная схема, состоящая из магнита и концентраторов. Такая схема позволила с большой точностью вводить стальной шарик в определенное место поверхности образца и создать надежный тепловой контакт за счет силы притяжения магнита. В опытах с шариками из Al_2O_3 , а также в некоторых опытах со стальными шариками ($d > 2$ мм) ввод осуществлялся при помощи державки с большим термическим сопротивлением. В этом случае сила прижатия определялась грузом, установленным на специальной площадке державки. Как показал расчет, утечки тепла через державку (трубка диаметром 0,26 мм и толщиной стенки 0,03 мм) за время проведения эксперимента малы.

В качестве объектов исследования были использованы нитроклетчатка — пироксилин № 1 (НК) и поливинилнитрат (ПВН) с известными теплофизическими и кинетическими характеристиками (нитроклетчатка [4, 5]: $\lambda = 3 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), $c = 0,31$ кал/г·град, $E = 48\,500$ кал/моль, $Qk_0 = 6,35 \cdot 10^{21}$ кал/см³·с; поливинилнитрат [5, 6]: $\lambda = 3,65 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), $c = 0,29$ кал/г·град, $E = 34\,000$ кал/моль, $Qk_0 = 8 \cdot 10^{17}$ кал/см³·с). Эти данные использовались при проведении численного счета для сравнения с экспериментальными результатами.

Известно [1], что исследуемые вещества (НК при температуре 160°С, а ПВН при температуре 55°С) размягчаются¹, что может привести к погружению шарика в глубь вещества. В связи с этим сле-

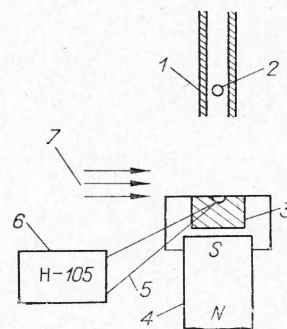


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

1 — печь; 2 — шарик; 3 — образец; 4 — магнит; 5 — термopара; 6 — осциллограф; 7 — газовый поток.

¹ Данные результаты получены при статических условиях нагрева. Однако, как показано в [2], температура размягчения зависит от условий нагрева и может иметь значения выше указанных.

дует оценить зависимость $T_{кр}$ от глубины погружения шарика h . На рис. 3 приведена характерная зависимость $T_{кр}(h)$, полученная в результате численного счета. Можно отметить, что в случае $h > 0$ критическая температура слабо меняется с изменением глубины погружения, сильная зависимость наблюдается только при $h < 0$. Таким образом, можно ожидать, что при выборе в условиях эксперимента $h \approx 0$, плавление вещества и связанное с ним вероятное погружение шарика в

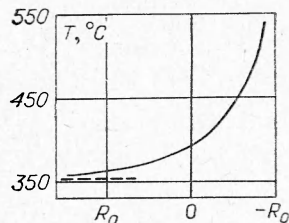


Рис. 3. Зависимость $T_{кр}(h)$.

глубь вещества не окажет существенного влияния на определение $T_{кр}$. Использование в качестве характерной величины t_3 (далеко от предела) затруднено, так как она сильно зависит от h (например, при изменении h от 0 до $(\frac{1}{2} R_0)t_3$ уменьшается в 2,5 раза).

Оценка погрешности проведения экспериментов (влияние силы прижатия тел на температуру контакта) была проведена путем сравнения результатов численного счета с экспериментальными данными, полученными на образцах из инертного материала — асбоцементу, теплофизические свойства которого близки к теплофизическим свойствам исследуемых веществ ($\lambda = 1,5 \cdot 10^{-3}$ кал/см·с·град), $a = 3 \cdot 10^{-3}$ см²/с). Оказалось, что простое прижатие тел не дает надежного теплового контакта, что, вероятно, связано с плохой обработкой поверхности асбоцементу (трудности при обработке определяются структурой материала). Для устранения влияния шероховатостей на поверхность образца наносился тонкий ($\sim 0,03$ мм) слой сплава Вуда (температура плавления $\sim 70^\circ\text{C}$), который обеспечивал хороший контакт. При этом потери тепла на нагрев и фазовый переход слоя пренебрежимо малы — например, для $d = 2$ мм и $T_0 = 500^\circ\text{C}$ относительная потеря тепла менее 4%. На рис. 4 приведена зависимость максимальной температуры контакта (T_k) от силы прижатия шарика P . Как видно, вначале наблюдается рост T_k по мере увеличения силы прижатия, что соответствует уменьшению контактного термического сопротивления системы шарик — образец. Затем при значениях $P \approx 40$ г T_k достигает своего предельного значения и практически не зависит от P . Полученная на асбоцементе предельная зависимость температуры поверхности от времени сравнивалась с аналогичной зависимостью, полученной в результате численного счета задачи без химических источников тепла. Оказалось, что различие в ходе кривых и абсолютных значениях температуры существенно только при малых временах; количество тепла, получаемое образцом за время, равное t_3 (определяется экспериментально при аналогичных T_0 и d) отличается от расчетного не более чем на 10%. Различие возрастает с увеличением начальной температуры шарика T_0 .

На основании изложенного выше можно было ожидать, что при выборе $h \approx 0$ и силе прижатия $P > 40$ г, основные характеристики процесса зажигания не будут зависеть от условий проведения эксперимента. К тому же факт плавления вещества является благоприятным, так как позволит, вероятно, получить надежный тепловой контакт при малых P . Однако оказалось, что при исследовании зависимости $T_{кр}$ от P (см. рис. 4, 2) участок постоянства $T_{кр}(P)$ сменяется участком роста по мере увеличения силы прижатия; время задержки также возрастает.

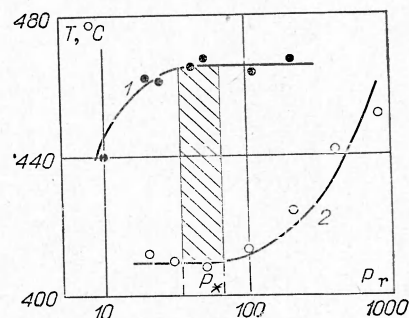


Рис. 4. Зависимости $T_k(P)$ (1) и $T_{кр}(P)$ (2).

Не останавливаясь на данном явлении (качественное объяснение его будет дано ниже), примем в качестве характерной силу прижатия P , которая соответствует участку насыщения зависимостей $T_k(P)$ и $T_{кр}(P)$.

Результаты эксперимента. Сравнение с результатами численного счета

На рис. 5 представлена зависимость температуры поверхности вещества в месте контакта от времени. Оказалось, что при изменении температуры очага наблюдается три режима протекания процесса. При достаточно больших T_0 воспламенение переходит в режим устойчивого горения (кривая 1). По мере уменьшения T_0 переходу к устойчивому режиму горения предшествуют пульсации температуры (кривая 2). При этом визуальные наблюдения и киносъемка показали, что пульсациям соответствует появления всплеск на границе газ — шарик — вещество. И, наконец, при температуре шарика меньше некоторой $T_{кр}$ зажигание отсутствует (кривая 4). Следует отметить, что при $T_0 \approx T_{кр}$ наблюдается квазистационарный режим протекания процесса (кривая 3), сопровождающийся существенным выгоранием вещества — в некоторых опытах вес таблетки уменьшался на 10%. В этом режиме переход воспламенения к устойчивому горению осуществляется при превышении температуры очага над критической на 20—40° С.

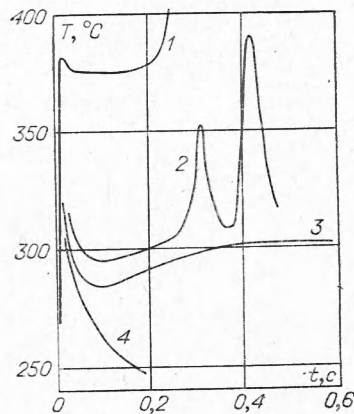


Рис. 5. Изменение температуры вещества во времени (нитроклетчатка), $d_0 = 2$ мм, $T_{II} = 20^\circ\text{C}$. $T_0, ^\circ\text{C}$: 1 — 450; 2 — 430; 3 — 410; 4 — 400.

Для выяснения некоторых особенностей процесса, проявляющихся при зажигании инертной частицей, были проведены опыты, в которых шарик удалялся с поверхности в любой момент индукционного периода. Оказалось, что минимальное время контакта шарика с веществом, при котором воспламенение еще возможно (при всех значениях $T_0 > T_{кр}$), примерно соответствует первому пику на кривой температура — время. Значение $T_{кр}$ не изменяется, а переход к устойчивому горению происходит при незначительном (5—10° С) превышении температуры очага над критической. Рост $T_{кр}$ и t_* от давления прижатия в таких условиях проведения эксперимента не наблюдался. Полученные значения времени задержки и критической температуры зажигания практически совпадают (в пределах разброса эксперимента) с t_* и $T_{кр}$, полученными при $P = P_*$.

Проведенные эксперименты позволяют сделать вывод о возможном влиянии газовыделения на особенности развития процесса зажигания. Аналогичное явление было обнаружено в работе [7] при исследовании процесса зажигания нитроклетчатки проволокой при высоких давлениях (от 2 до 12 кбар); t_* очень сильно возрастало по мере увеличения давления. В связи с этим были поставлены дополнительные эксперименты по воспламенению бихромата аммония, для которого показано [8], что основные реакции протекают в конденсированной фазе, а газовыделение в ходе процесса незначительно. В опыте не наблюдали ни зависимости $T_{кр}$ от силы прижатия, ни пульсирующего режима воспламенения; разделение взрывных и невзрывных режимов не вызывало затруднений. Однако значительные трудности получения хорошего теплового контакта (надежный контакт достигается нанесением на поверхность тонкого слоя сплава Вуда), высокие собственные значения

$T_{кр}$ (например, для $d=2$ мм, $T_{кр}=610^{\circ}\text{C}$), а также отсутствие кинетических и теплофизических констант для бихромата аммония, не позволяют использовать его в качестве модельного вещества.

Таким образом, можно сделать вывод, что в рамках, заложенной модели, при воспламенении НК и ПВН наиболее приемлемой характеристикой является минимальное значение критической температуры, которая может быть найдена как величина, разделяющая области взрывного и невзрывного протекания процесса. В таблице приведены

Материал шарика	$d, \text{мм}$	Нитроклетчатка		Поливинилнитрат	
		эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
Сталь	2,5	395	382	357	351
	2,0	410	394	375	363
	1,6	428	408	387	376
	1,3	442	417	406	384
	1,1	453	423	422	391
	0,7	479	437	448	409
Al_2O_3	2,8	424	413	—	—
	2,0	438	421	—	—

определенные экспериментально и расчетные значения $T_{кр}$ при $h=0$ для поливинилнитрата и нитроклетчатки в зависимости от размера очага.

Как видно из таблицы, все значения $T_{кр}$ находятся в хорошем соответствии друг с другом. Расхождение для больших размеров частиц ($d>2$ мм) находится в

пределах 4%, увеличение ошибки в случае малых d , вероятно, связано с большими относительными утечками тепла.

Рассмотрим закономерности воспламенения ВВ раскаленной сферической частицей при предварительном прогреве образца потоком горячего газа. Температура потока и частицы задается одинаковой (T_0), поскольку данный эксперимент моделирует дисперсный поток при малых концентрациях. На рис. 6 представлена зависимость t_3 от температуры поверхности образца в момент внедрения шарика (аналог температуры размягчения в [2]). Как и в [2], здесь имеются два режима протекания процесса. В случае малых T_* (или d) тепловой импульс, полученный веществом, успевает рассосаться и время задержки зажигания примерно равно t_3 в случае зажигания чистым газовым потоком. При T_* больше некоторой $T_*^{кр}$ шарик, внедрившийся в поверхность, приводит к развитию процесса по очаговому механизму. В этом случае t_3 примерно равно времени (t_*) достижения на поверхности T_* , поскольку время развития очага много меньше t_* (см. рис. 6). Сравнение экспериментально определенных значений $T_*^{кр}$ с результатами численного счета приведено ниже (температура газового потока и частицы $T_0=360^{\circ}\text{C}$):

$d, \text{мм}$	2,0	1,3	0,7	0,4
$T_*^{кр}$ (экспер.)	66	73	81	90
$T_*^{кр}$ (расчет)	63	67	74	83

Следует отметить, что условия эксперимента не полностью соответствуют рассмотренной математической модели (после внедрения шарика на границе раздела не учтено движение газа). Однако для аналогичной задачи в случае плоской геометрии можно показать [12, 13], что при умеренных скоростях набегающего потока и малых характерных временах процесса (порядка времени развития очага) конвективная составляющая теплового потока слабо влияет на изменение температуры на границе частицы с веществом. Специальные эксперименты показали, что прекращение обдува образца газовым потоком в момент контакта шарика с веществом не оказывает влияния (в пределах разброса опытных данных) на значение $T_*^{кр}$.

В работе [2] было высказано предположение, что при внедрении частиц в поверхностный слой вещества процесс может развиваться по

очаговому механизму в случае малой концентрации частиц дисперсного потока. Для подтверждения этого предположения был проведен расчет по определению критических параметров $d_{кр}$ и $T_*^{кр}$ для нитроклетчатки при $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ кал/(см²·с·град) и $T_0 = 400^\circ\text{C}$. В результате численного счета было получено, что для $T_* = 170^\circ\text{C}$ (соответствует температуре размягчения в условиях эксперимента [2]) критическое значение размера очага равно 197 мк. Явно выраженные очаговые режимы для этих условий были обнаружены экспериментально при за-
жигании нитроклетчатки дисперс-
ным потоком с малой объемной кон-
центрацией ($\beta \approx 5 \cdot 10^{-4}$) для час-
тиц $d \geq 235$ мк. При $d \leq 130$ мк оча-
говые режимы отсутствуют.

Таким образом, очаговая мо-
дель, предложенная в данной рабо-
те, позволяет интерпретировать дан-
ные по зажиганию дисперсным по-
током при малых концентрациях.

Предложенная в [2] модель
оболочки, образованной внедряю-
щимися частицами, описывает дру-
гой предельный случай (большие
концентрации). Обе модели учиты-
вают зависимость характеристик за-
жигания от концентрации только
косвенно — через коэффициент теп-
лоотдачи от дисперсного потока к за-
жигаемому образцу.

В связи с этим следует очертить области применимости обеих
моделей по β при постоянстве коэффициента теплообмена α и темпе-
ратуры потока T_0 , а также температуры размягчения T_* , являющейся
характеристикой вещества.

1. Область больших концентраций $\beta > \beta_*$; β_* — минимальная кон-
центрация, при которой время заполнения поверхности частицами
очень мало (меньше времени развития одиночного очага). Она может
быть оценена расчетным путем с использованием представлений о ве-
роятности попадания частиц на поверхность [10]. β_* довольно слабо
зависит от условий. Соответствующая оценка и экспериментальные дан-
ные [2] дают значение $\beta_* \approx 2 \cdot 10^{-3}$. При расчете времени задержки в
этом случае, следует использовать модель оболочки. При размерах
частиц, больших критической толщины оболочки ($d > d_{кр}^{об}$) t_3 примерно
равно времени достижения на поверхности температуры размягчения
[2]. При $d < d_{кр}^{об}$ внедрившиеся частицы не оказывают существенного
влияния на развитие процесса и время задержки зажигания описы-
вается хорошо известным способом через коэффициент теплообмена α .
Все особенности дисперсного потока проявляются через α [11].

2. Область малых концентраций $\beta_1 < \beta < \beta_2$; β_1 — концентрация,
соответствующая вероятности попадания на поверхность хотя бы од-
ной частицы за время развития очага; β_2 — концентрация, при которой
частицы, внедрившиеся в поверхность, за время от момента размягче-
ния t_* до момента t_3 не указывают друг на друга тепловое воздейст-
вие (для условий [2] $\beta_1 \sim 10^{-5}$, $\beta_2 \sim 10^{-4}$). В этом случае $d_{кр}$ расчи-
тывается по очаговой модели и так же, как в случае 1 при $d > d_{кр}^{об}$ $t_3 \approx$
 $\approx t_*$, а при $d < d_{кр}^{об}$ t_3 вычисляется через коэффициент теплообмена. При
 $0 < \beta < \beta_1$ (очень малые концентрации) процесс возникновения очагов
носит вероятностный характер и следует ожидать разброса полученных
экспериментально времен задержки зажигания между t_* и t_3 , соответ-
ствующим чисто газовому потоку.

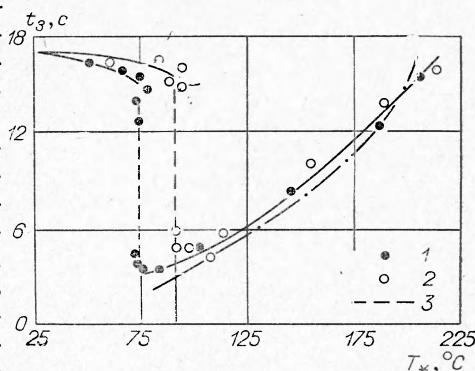


Рис. 6. Зависимость $T_3(T_*)$ для нитро-
клетчатки.

1 — $d = 1,3$ мм; 2 — $d = 0,4$ мм; 3 — нагрев инерт-
ного вещества [9].

3. Область промежуточных концентраций $\beta_2 < \beta < \beta_*$. В этом режиме при $d > d_{кр}^{об}$ $t_3 \approx t_*$, а при $d < d_{кр}^{об}$ время задержки зажигания рассчитывается по коэффициенту теплообмена. Область $d_{кр}^{об} < d < d_{кр}^{оч}$ не охватывается моделями.

Поступила в редакцию
16/IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Барзыкин, У. И. Гольдшлегер, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1970, 191, 1.
2. У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 2.
3. У. И. Гольдшлегер, К. В. Прибыткова, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1973, 9, 1.
4. В. И. Лисицкий, А. Г. Мержанов. НТПГВ, 1965, 1, 2.
5. Ю. М. Григорьев, В. И. Лисицкий, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1967, 3, 4.
6. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 1.
7. С. М. Муратов, В. М. Махаринский и др. Сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1967.
8. Д. Янг. Кинетика разложения твердых веществ. М., «Мир», 1969.
9. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Наука», 1967.
10. В. И. Игнатъев, Н. И. Зверев. Изв. ВТИ, 1957, 4.
11. У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин. ИФЖ, 1970, 18, 3.
12. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
13. Сб. «Тепло- и массообмен тел с окружающей газовой средой». Минск, 1965.

УДК 536.46

СКОРОСТЬ СТАЦИОНАРНОГО ВЫГОРАНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ ИЗ СЛОЯ ПОРОШКА

Л. И. Алдабаев, Н. Н. Бахман

(Москва)

Скорость ламинарного диффузионного горения жидкости со свободной поверхности зависит от природы жидкости, диаметра горелки, концентрации кислорода в окружающей среде, а также от расстояния Δ между поверхностью жидкости и краем горелки [1]. По мере увеличения Δ скорость горения быстро падает, а затем при некотором $\Delta = \Delta_*$ горение затухает. Для ряда задач представляет интерес скорость выгорания органических жидкостей из слоя порошка.

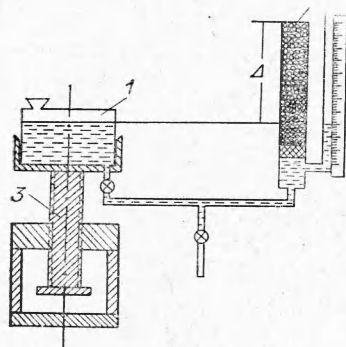


Рис. 1. Схема установки для определения массовой скорости горения жидких горючих.

В данной работе на примере керосина Т-6 исследована зависимость стационарной скорости выгорания горючего из слоя различных порошков в функции плотности, дисперсности частиц и теплофизических свойств слоя, а также вязкости горючего.

Схема установки показана на рис. 1. Сообщающиеся сосуды 1 и 2 заполняются исследуемой жидкостью. Стекло-вая горелка 2 (диаметр 16 мм), в которую снизу был впа-ян стек-лянный филь-тр, заполнена слоем