

39. L. Szivoczka, R. Walsh. J. Chem. Soc. Faraday I, 1974, 33.

40. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М., Изд-во АН СССР, 1969.

ОСОБЕННОСТИ ЗАЖИГАНИЯ ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ ЛЕТУЧИХ ВВ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ СВЕТОВЫМ ПОТОКОМ

Л. Г. Страковский, Е. И. Фролов

(Москва)

В последнее время в связи с развитием лазерной техники появился ряд работ по исследованию зажигания порохов, твердых топлив и ВВ при помощи лазерного излучения [1—5]. Наряду с несомненными удобствами такой методики [1, 2, 5] следует указать и ее особенность: на параметры зажигания помимо химических и теплофизических характеристик влияют и оптические свойства исследуемого вещества. Это обстоятельство затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов, весьма ограничивает возможности получения из опытов по лазерному зажиганию кинетических параметров вещества и использования результатов для случаев зажигания при других режимах нагрева.

В ряде работ [2, 6—8] для того, чтобы избавиться от влияния объемного характера поглощения светового потока, в вещество вводились сильно поглощающие добавки (обычно сажа). В этом случае, однако, нельзя полностью исключить эффект изменения химических свойств вещества [2]. Кроме того, при использовании наиболее удобных для исследования зажигания источников (СО₂-лазеров) добавление сажи не является эффективным средством увеличения поглощения [9]. В случае, когда тонкий слой сажи или черная инертная пленка наносится на поверхность исследуемых образцов [2, 8], возможен унос этого слоя (или пленки) при воздействии высоких потоков [2, 6]. Кроме того, чисто тепловые искажения, вносимые слоем сажи, увеличиваются с возрастанием поджигающих потоков.

В связи с изложенным возникает необходимость исследования влияния оптических свойств вещества на характеристики его зажигания лучистой энергией. В случае применения монохроматического лазерного излучения эта задача облегчается тем, что поглощение светового потока можно корректно списать законом Бугера — Ламберта $q(x) = q_0 e^{-kx}$ с характерной величиной поглощательной способности k данного вещества на используемой длине волны. Влияние величины поглощательной способности на значения основных характеристик зажигания полупрозрачных ВВ рассматривалось в работах [10—14]. В то же время остаются нерешенными следующие вопросы: а) количественная зависимость температуры T_3 и времени зажигания t_3 от поглощательной способности ВВ при разных интенсивностях поджигающего потока, б) характерные особенности зависимости времени и энергии зажигания от потока при объемном поглощении, в) величина поглощательной способности для данного интервала поджигающих потоков, когда объемным характером поглощения можно пренебречь, г) возможность получения из результатов удобного в методическом отношении лазерного зажигания ВВ (с использованием излучения на любой длине волны) кинетических параметров исследуемого вещества и данных для определения его воспламеняемости при других режимах нагрева.

В настоящей работе указанные вопросы рассматриваются в рамках тепловой твердофазной теории [11] на примере типичного представите-

ля вторичных ВВ — тетрила, зажигание которого ранее практически не исследовалось (исключение составляют работы [15, 16]). Исследование зажигания тетрила как плавящегося и испаряющегося вещества с определяющей ролью химической реакции в ж-фазе [17] представляет также самостоятельный интерес.

Математическая формулировка задачи о зажигании полупрозрачного ВВ монохроматическим световым потоком в рамках тепловой теории имеет вид (см., например, [11]):

$$\partial T / \partial t = a \cdot \partial^2 T / \partial x^2 + kq / \rho c \cdot e^{-hx} + Qz / c \cdot e^{-E/RT}, \quad (1)$$

$$\partial T / \partial x (x \rightarrow \infty, t) = 0, \quad (2)$$

$$0 \leq x < \infty, t \geq 0, T(x, 0) = T_0, \partial T / \partial x(0, t) = 0,$$

Здесь a — коэффициент температуропроводности; q — поглощенная (с учетом отражения) часть светового потока; ρ — плотность; c — удельная теплоемкость; Q — удельный (на единицу массы) тепловой эффект реакции; z — предэкспонент; E — энергия активации; $T_0 = 293$ К — начальная температура. Возможность и пределы применения такой элементарной модели к описанию зажигания плавящегося и испаряющегося тетрила будут подробно рассмотрены ниже.

В результате проведенного в [5] численного интегрирования задачи (1), (2) установлено, что практически при любых реальных кинетических, теплофизических и оптических параметрах ВВ рассчитывать время (с точностью не менее 3%) и температуру (точность 1–2%) зажигания можно по системе уравнений

$$Q\rho z \left\{ \frac{\pi}{2} \frac{RT_3^2}{E} \frac{\kappa}{kq} \left[1 - \operatorname{erfc}(\varphi_3) e^{\varphi_3^2} \right]^{-1} \right\}^{1/2} e^{E/RT_3} = Bq, \quad (3)$$

$$T_3 = T_0 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} q \left(\frac{t_3}{\rho c \kappa} \right)^{1/2} - \frac{q}{k\kappa} \left[1 - \operatorname{erfc}(\varphi_3) e^{\varphi_3^2} \right], \quad (4)$$

$$B = 4,1 \varphi_3^{1/4} \theta_3^{-1}. \quad (5)$$

Здесь R — универсальная газовая постоянная; κ — коэффициент теплопроводности; $\varphi_3 = k\sqrt{at_3}$; $\theta_3 = \frac{(T_3 - T_0)E}{RT_3^2} B$ — коэффициент, определяющий соотношение между скоростями тепловыделения за счет химической реакции и внешнего теплоприхода в момент зажигания; $\operatorname{erfc}(\varphi_3) = \int_{\varphi_3}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi$.

Для выявления особенностей зажигания, связанных с объемным характером поглощения, необходимо сопоставить параметры зажигания, рассчитываемые из системы (3)–(5), с соответствующими величинами при поверхностном нагреве ($k \rightarrow \infty$). Чтобы точность определения t_3 и T_3 ($k \rightarrow \infty$) соответствовала указанной выше, можно, основываясь на приближенных соотношениях [18], использовать данные машинного счета задачи о поверхностном зажигании, полученные в [19]. Соответствующая система уравнений имеет вид:

$$Q\rho z \kappa \frac{RT_3^2}{E} e^{-\frac{E}{RT_3}} = B^2 q^2, \quad (6)$$

$$T_3 = T_0 + 2/\sqrt{\pi} \cdot q (t_3/\rho c \kappa)^{1/2}, \quad (7)$$

$$B = 9,2 \theta_3^{-1}, \quad (8)$$

где формула (8) получена из (5) при $\varphi_3 = 10$ с учетом поправок, сделанных на основании данных машинного счета [19].

На рис. 1 приведены рассчитанные по системам (3)—(5) и (6)—(8) зависимости величин времени зажигания тетрила от интенсивности поджигающего потока при разных значениях поглощательной способности этого ВВ, т. е. фактически для случаев зажигания источниками монохроматического излучения с разными длинами волн. Кинетические и теплофизические параметры тетрила, использованные при расчетах, взяты из работ [20—22]: $c = 1,09$ Дж/(г · град), $a = 1,1 \cdot 10^{-3}$ см²/с, $Q = 1430$ Дж/г, $\lg z = 15,4$, $E = 38,4$ ккал/моль. Из рис. 1 видно, что если при поверхностном поглощении энергии ($k \rightarrow \infty$) зависимость $t_3(q)$ в логарифмических координатах имеет вид прямой линии ($t_3 = A_0/q^{\nu_0}$) с тангенсом угла наклона к оси абсцисс $|\nu_0| < 2$, то в случае зажигания полупрозрачного ВВ наклон кривой $t_3(q)$ с увеличением поджигающего потока падает: с ростом величины поджигающего потока влияние объемного характера поглощения энергии излучения на величины параметров зажигания возрастает.

Уменьшение наклона кривых $t_3(q)$ к оси абсцисс при возрастании потока связано с тем, что по мере роста q время зажигания уменьшается и характерный размер тепловой волны к моменту зажигания $\sqrt{at_3}$ становится мал по сравнению с глубиной проникновения света в вещество ($\varphi_3 = k\sqrt{at_3} \ll 0,1$). В этом случае решение «инертной» тепловой задачи (1), (2) имеет вид (см., например, [12]):

$$T(x, t) = T_0 + kqt/\rho c \cdot e^{-kx}. \quad (9)$$

Таким образом, по мере возрастания поджигающего потока q зависимость времени нагрева поверхности полупрозрачного вещества до некоторой температуры T_3 от величины q превращается из квадратичной $t = \text{prck}(T_3 - T_0)/4q^2 = \text{const}/q^2$ при $\varphi_3 \gg 1$ (низкие значения потока) в обратно пропорциональную $t = \rho c(T_3 - T_0)/kq$ при $\varphi_3 \ll 1$ (высокие потоки). Однако поскольку с ростом поджигающего потока температура зажигания повышается [13] (см. также рис. 3), время зажигания убывает медленнее, чем $1/q^2$ при $\varphi_3 \gg 1$ и чем $1/q$ при ярко выраженном объемном поглощении ($\varphi_3 \ll 1$). В последнем случае можно записать $t_3 = \frac{A_1}{q^{\nu_1}}$, где $\nu_1 < 1$,

т. е. величина поджигающего импульса $\varepsilon_3 = qt_3 = A_1q^{1-\nu_1}$ растет с увеличением поджигающего потока.

Таким образом, при зажигании полупрозрачного ВВ световым потоком величина поджигающего импульса при некотором потоке q_m достигает минимума и при $q > q_m$ начинает медленно возрастать. Из данных, приведенных на рис. 1, нетрудно получить величины q_m для тетрила при низких значениях его поглощательной способности:

$k, \text{см}^{-1}$	5	10	20	50
$q_m, \text{Вт/см}^2$	63	115	240	620

С точностью до 10% зависимость q_m от k можно аппроксимировать формулой $q_m = C_m k$, где $C_m = 12$ Вт/см. Укажем для иллюстрации, что при изменении величины потока от q_m до $q = 2000$ Вт/см² величина поджигающего импульса для тетрила (для случая $k = 5$ см⁻¹) возрастает на 40%, что значительно превосходит погрешность в расчете t_3 ($\delta t_3 \ll 3\%$).

Результаты проведенных расчетов удобно представить в виде зависимости времени зажигания от величины поглощательной способности при разных интенсивностях поджигающего потока. На рис. 2 величина ω , отложенная по вертикальной оси, показывает, во сколько раз время воспламенения тетрила тепловым потоком $t_3(k \rightarrow \infty)$ меньше соответствующей величины $t_3(k)$ в случае воспламенения этого ВВ световым импульсом с длиной волны, на которой коэффициент поглощения тетрила равен данному значению: $k \cdot \omega = t_3(k \rightarrow \infty)/t_3(k)$. Из номограммы на рис. 2

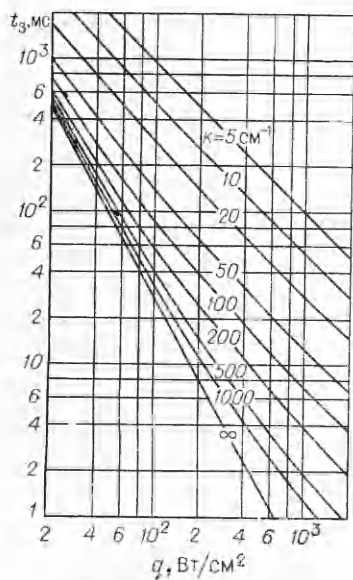


Рис. 1.

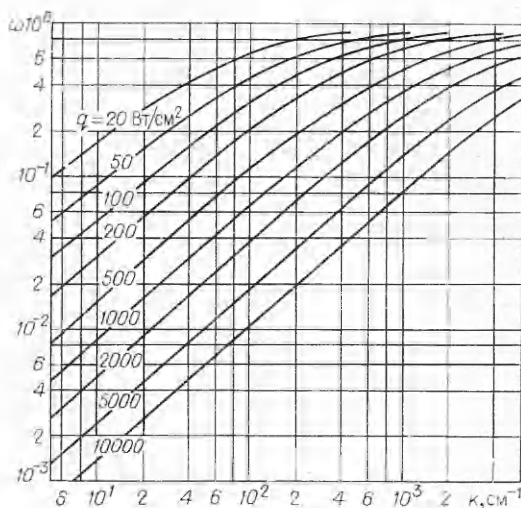


Рис. 2.

прежде всего определим такие значения коэффициентов поглощения $k_0(\hat{q})$, при которых времена зажигания $t_3[k_0(\hat{q})]$ будут отличаться от соответствующих величин при поверхностном нагреве не более чем на 10% ($\omega(k_0, \hat{q}) = 0,9$), т. е. тетрил в диапазоне поджигающих потоков $q < \hat{q}$ можно считать практически непрозрачным. Указанные значения k_0 для разных диапазонов поджигающих потоков приведены ниже. Здесь же приведены безразмерные величины $k_0 x_*$, характеризующие соотношение между шириной зоны химической реакции x_* (в соответствии с (3) $x_* = \frac{\pi RT_3^2}{2E} \frac{\kappa}{k_0 q} \left[1 - e^{-\frac{\varphi_3^2}{3}} \operatorname{erfc}(\varphi_3) \right]$) и глубиной проникновения излучения в вещество — $1/k_0$ при данной величине коэффициента поглощения k_0 .

\hat{q} , Вт/см ²	20	50	100	200	500
k_0 , см ⁻¹	650	1400	2500	4500	10 000
$k_0 \cdot x_*(k_0)$	1,23	1,16	1,21	1,22	1,23

Из приведенных данных видно, что правомочность пренебрежения объемным характером поглощения с достаточной степенью точности определяется условием $kx_* \geq 1,1$, физический смысл которого очевиден.

Если величина коэффициента поглощения тетрила k_λ на длине волны λ используемого источника излучения меньше соответствующего значения k_0 , то номограмму на рис. 2 удобно использовать для пересчета получаемых экспериментальных результатов на случай, когда зажигание происходит при поверхностном режиме нагрева. Для этого надо из номограммы найти значение пересчетного коэффициента $\omega(k_\lambda, q_i)$ при данной величине поджигающего потока q_i и измеренное в экспериментах время зажигания $t_3^{\text{экс}}(q_i)$ умножить на найденную величину ω .

Это произведение можно рассматривать как нулевое приближение для определения величины времени зажигания при поверхностном режиме нагрева из экспериментальных данных по лазерному зажиганию. Из полученной зависимости t_3^0 пересч ($q, k \rightarrow \infty$) можно определить значения кинетических параметров $(Qz)^0$ и $(E)^0$ по методике, описанной в [18]. Затем уже на основании найденных кинетических параметров рассчитать $\omega_1(k_\lambda, q_i)$. Используя теперь новые значения пересчетных коэффициентов

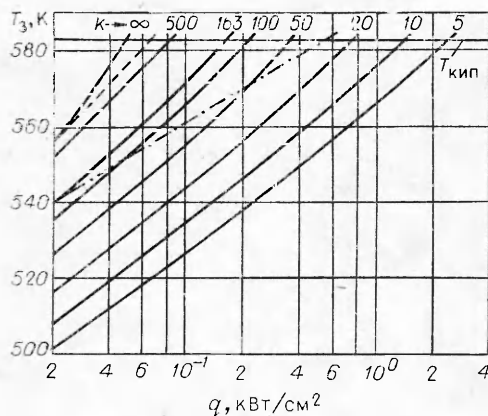


Рис. 3.

показывают, что энергозатраты на плавление тетрила ($Q_{пл} = 19,5$ кал/г, $T_{пл} = 403$ К [24]) могут привести к увеличению времени зажигания его потоками $q > 20$ Вт/см² не более чем на 4%. При этом в соответствии, например, с [17] считалось, что теплофизические параметры тетрила при плавлении практически не меняются.

При рассмотрении зажигания плавящихся ВВ надо также иметь в виду, что химическая реакция в этом случае развивается, как правило, в жидкой фазе (поскольку $T_z > T_{пл}$). По данным же ряда авторов (см., например, [24, 25]), распад ВВ в жидком состоянии идет значительно быстрее, чем в твердом. Поэтому при расчете параметров зажигания плавящихся ВВ необходимо использовать кинетические константы, полученные при температурах, превосходящих $T_{пл}$. Кинетические параметры тетрила, используемые в данной работе, получены в температурном интервале $484 \div 533$ К [20].

Таким образом, при воспламенении ВВ потоками высокой интенсивности, когда расплавленное вещество не успевает уноситься из зоны воздействия и конвекцией в жидкой фазе можно пренебречь, учет влияния плавления на характеристики зажигания фактически сводится к учету изменения теплофизических и кинетических параметров ВВ при фазовом переходе.

Основным фактором, который может существенно изменить закономерности протекания процесса, является испарение. Определим условия, при которых влиянием испарения на величины параметров зажигания можно пренебречь. На рис. 3 показаны расчетные по уравнениям (3)—(5) и (6)—(8) зависимости температуры зажигания T_z тетрила от величины поджигающего потока при разных значениях его поглощательной способности. В соответствии с общими представлениями температура зажигания растет с увеличением интенсивности поджигающего потока и при некотором значении $q = q_{гр}$ достигает температуры кипения тетрила при атмосферном давлении ($T_{кип} = 583$ К [26]). Причем, чем выше поглощательная способность ВВ, тем при более низких значениях $q_{гр}$ это равенство реализуется. Величины $q_{гр}$, определенные указанным способом из рис. 3, приведены ниже.

$k, \text{см}^{-1}$	5	10	20	50	100	163	500	∞
$q_{гр}, \text{кВт/см}^2$	2,5	1,4	0,8	0,36	0,21	0,165	0,084	0,048

Температура зажигания тетрила потоками $q > q_{гр}$ превышает величину $T_{кип}$. Это означает, что перед развитием самоускорения химической реакции в ж-фазе будет происходить интенсивное испарение вещества, препят-

ствующее ($k_{л}, q_i$), получим зависимость времени зажигания от потока при поверхностном нагреве в первом приближении — $t_3^1 \text{пересч}(q, k \rightarrow \infty)$ и т. д.

Рассмотрим пределы применимости элементарной теоретической модели (1), (2) к описанию процесса зажигания плавящегося и испаряющегося тетрила. Влияние плавления на основные характеристики зажигания в случае, когда конвекция в жидкой фазе несущественна (при кратковременном лазерном зажигании это условие, как правило, выполняется), рассмотрено в работе [23]. Оценки, проведенные на основании данных [23],

ствующее дальнейшему росту температуры поверхности, т. е. фактически препятствующее зажиганию ВВ. В зависимости от кинетики испарения и прочих условий T_3 на поверхности либо вовсе не реализуется, либо реализуется через некоторый промежуток времени. В любом случае необходимо учитывать возможное развитие реакции в газовой фазе, поглощение излучения парами и т. д., т. е. факторы, которые в элементарной модели (1), (2) не рассматривались. Поэтому будем считать, что величина $q_{гр}$ определяет пределы применения данной модели.

Используя зависимость температуры кипения тетрила от давления [26], можно таким же путем определить диапазоны поджигающих потоков, в которых зажигание тетрила можно описать использованной теоретической моделью, при разных величинах внешнего давления.

$p \cdot 10^{-5}$, Н/м ²	$T_{кип}$, К	$q_{гр}(h \rightarrow \infty)$, кВт/см ²	$p \cdot 10^{-5}$, Н/м ²	$T_{кип}$, К	$q_{гр}(h \rightarrow \infty)$, кВт/см ²
1	583	0,048	50	706	1,02
2	602	0,085	100	734	1,8
5	628	0,17	200	763	3,2
10	650	0,29	500	806	6,7
20	673	0,51	1000	842	11,6

Из приведенных данных видно, что с повышением давления пределы применения тепловой твердофазной теории значительно расширяются.

С целью определения реальных закономерностей зажигания тетрила потоком монохроматического излучения, в частности, для нахождения пределов применения использованной теоретической модели к описанию этих закономерностей и выяснения правомочности проведенного анализа проведены эксперименты по зажиганию тетрила излучением непрерывного СО₂-лазера. Ранее по такой методике исследовано зажигание гексогена и октогена [5]. Меняя положение зеркал оптического резонатора и используя ограничительные диафрагмы, удалось получить режим генерации, при котором величина пространственной неоднородности энергии лазера на облучаемой поверхности не превышала 15%. Энергетические параметры излучения контролировались калориметрическим измерителем ИМО-2 с точностью ~ 5%. Отклонения мощности излучения от среднего значения (30 Вт) не превышали 4—6%.

Интенсивность потока излучения на образцах тетрила (цилиндры диаметром 10 и 5 мм и высотой 18 и 10 мм соответственно, $\rho = 1,58 \div 1,60$ г/см³) менялась при помощи фокусирующей линзы из NaCl в пределах от 30 до 600 Вт/см². Опыты проводились при атмосферном давлении в среде азота и воздуха. Процесс фотографировался кинокамерой ККС-1М, зажигание фиксировалось по моменту появления пламени. Предварительно измерялись оптические характеристики тетрила на длине волны излучения СО₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм). Коэффициент отражения R_λ измерялся при помощи шарового фотометра с диффузно рассеивающей внутренней поверхностью. Для определения абсолютной величины \tilde{k}_λ использовался эталонный кварцевый образец с известным коэффициентом отражения. В результате получено значение $R_\lambda = 5,7 \pm 0,3\%$.

Поглощательная способность $\tilde{k}_\lambda = 163$ см⁻¹ ($\pm 6\%$) определялась по величине пропускания излучения тонкими пластинками тетрила (толщина $h \approx 0,5 \div 1$ мм). Прошедшее излучение фиксировалось пироэлектрическим приемником ЛППР (чувствительность $2 \cdot 10^4$ В/Вт).

На рис. 4 представлены измеренные времена зажигания тетрила в зависимости от интенсивности поглощенного потока излучения. Экспериментальные точки построены по результатам 5—7 измерений. Среднее арифметическое пяти измерений времени зажигания отличается от истинного значения t_3 не более чем на 5% с вероятностью 85—90%. При $t_3 = 20 \div 200$ мс, измеренных в экспериментах, тепловую задачу для тетрила можно рассматривать в одномерном приближении (минимальный диа-

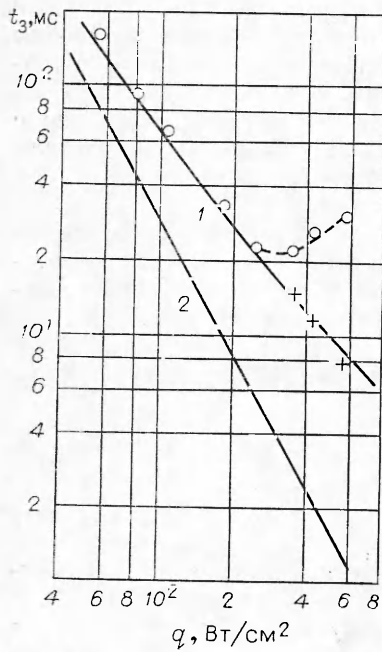


Рис. 4.

метр облучаемой области в опытах составлял 0,22 см, что более чем в 40 раз превосходит характерный размер тепловой волны к моменту зажигания $\sqrt{at_3} \approx 0,005$ см), а теплоотдачей в окружающую среду пренебречь. Эти обстоятельства указывают на корректность сопоставления экспериментальных результатов с расчетной зависимостью $t_3(q)$ при измеренном коэффициенте поглощения тетрила, которая представлена на рис. 4, 1.

Начиная с $q > 220$ Вт/см² наблюдается значительное отклонение экспериментальных результатов от расчетных. Величина $q = 220$ Вт/см² находится в удовлетворительном соответствии с расчетным значением $q_{гр}$, при котором температура зажигания тетрила достигает величины температуры кипения $q_{гр}(k_\lambda = 163 \text{ см}^{-1}) = 165$ Вт/см². Если рассчитывать температуру зажигания тетрила по соотношениям (3)–(5) при величине $B = 1$ [11] (соответствующая зависимость $T_3(q, k = 163 \text{ см}^{-1})$ представлена на рис. 3 штриховой линией), то получим $q'_{гр} =$

65 Вт/см², что более чем в 3 раза меньше экспериментального значения. При расчете $T_3(q, k_\lambda)$ по критическому условию зажигания [12] (см. рис. 3, штрих-пунктирная линия) получим $q''_{гр} = 590$ Вт/см².

Последние результаты свидетельствуют о том, что для определения пределов применимости тепловой твердофазной модели к описанию зажигания летучих ВВ необходима высокая точность при расчете параметров воспламенения.

На рис. 5 показаны характерные кинограммы процесса зажигания тетрила излучением CO₂-лазера при q , равном 54 (а), 180 (б) и 550 Вт/см² (в). В случае воспламенения низкими потоками (до 60 Вт/см²) на поверхности образца перед зажиганием образуется значительный слой жидкообразной вязкой коричневой массы, которая пенится и диспергируется. Яркое свечение (пламя) появляется непосредственно на поверхно-

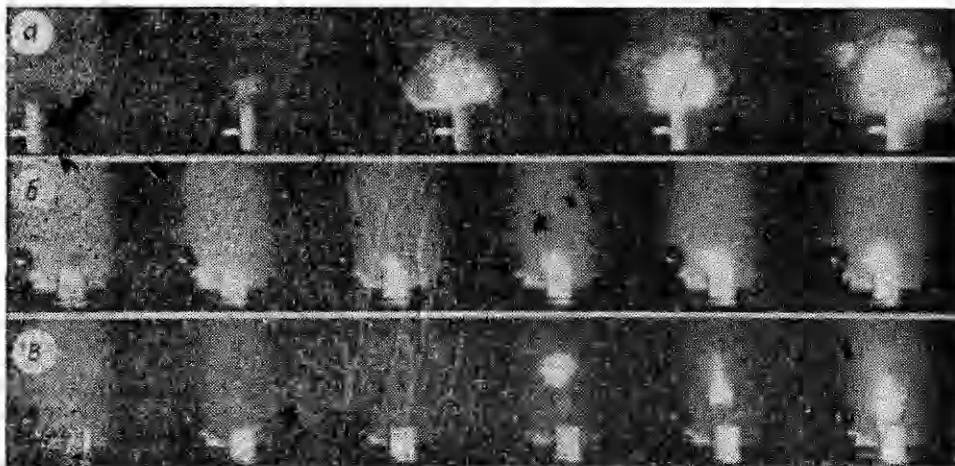


Рис. 5.

сти, что характерно также для случаев зажигания более высокими потоками $q < 200$ Вт/см² (см. рис. 5, б). Времена зажигания тетрила в азоте и в воздухе потоками указанной интенсивности практически не отличаются. Иная картина наблюдается в случае зажигания потоками, значительно превосходящими $q = 220$ Вт/см². Воздействие излучения при таких потоках приводит к появлению хорошо различимой на кинограммах струе продуктов газификации (времена начала газификации показаны на рис. 4 крестиками). Пламя образуется в газовой фазе на значительном расстоянии от поверхности. Характерно также, что в случае воздействия излучения на тетрил в атмосфере азота при $q > 300$ Вт/см² пламя вовсе не возникает.

Поскольку при $q = 50 \div 200$ Вт/см² зажигание тетрила хорошо описывается тепловой твердофазной теорией, можно, используя данные рис. 2 по экспериментальным результатам, определить времена зажигания тетрила при поверхностном нагреве $t_s(k \rightarrow \infty, q)$. Соответствующая зависимость, полученная в первом приближении, представлена на рис. 4, 2. Кинетические параметры тетрила, рассчитанные на основании этой зависимости, имеют значения: $E = 43 \pm 3$ ккал/моль, $\lg(Qz) = 20,1 \pm \pm 0,05$, где величина Qz выражена в Вт/г.

Таким образом, отмеченные в эксперименте качественные и количественные особенности развития процесса при разных величинах потока полностью соответствуют изложенным представлениям о зажигании тетрила и подтверждают правильность предложенного условия ($q < q_{гр}$) для определения пределов применения тепловой твердофазной теории к описанию воспламенения летучих вторичных ВВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Н. Кондриков, Т. Дж. Олемиллер, М. Саммерфилд.— В сб.: Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 83. М., 1974.
2. L. DeLusa, L. H. Caveny et al. AIAA J., 1976, 14, 7, 940.
3. T. Saito, T. Maguyama et al. Comb. Sci. Techn., 1977, 15, 3—4, 161.
4. Ю. Ф. Карабанов, Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболов.— В сб.: Горение конденсированных систем. Под ред. А. Г. Мержанова. Черногловка, 1977.
5. Л. Г. Страковский, П. И. Уляков, Е. И. Фролов.— В сб.: Горение конденсированных систем. Под ред. А. Г. Мержанова. Черногловка, 1977.
6. J. Faucheux, P. Tavernier et al. Colloques internationaux du centre national de la recherche scientifique, № 85, Paris, 1961, p. 383.
7. H. Wise, S. H. Inami, L. McCulley. Comb. and Flame, 1967, 11, 6, 483.
8. В. Ф. Михеев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1970, 6, 2, 176.
9. T. J. Ohlemiller, M. Summerfield. Thirteenth Sym. (Intern.) on Combustion (Proceedings), Pittsburgh, 1974.
10. A. Linan, F. A. Williams. Comb. Sci. Techn., 1972, 18, 1, 85.
11. A. G. Merzhanov, A. E. Averson. Comb. and Flame, 1971, 19, 1, 89.
12. А. А. Ковальский, В. Ф. Михеев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1967, 3, 4, 527.
13. С. С. Хлевной, В. Ф. Михеев. ФГВ, 1968, 4, 4, 579.
14. В. Н. Вилюнов, В. Т. Кузнецов, А. И. Скорик.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
15. G. J. Vryan, E. C. Noonan. Proc. Roy. Soc., 1958, A, 246, 1245, 167.
16. Б. Н. Кондриков, Г. Д. Козак, А. Л. Черных.— В сб.: Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 83. М., 1974.
17. А. Д. Марголин, А. Е. Фогельзанг. ФГВ, 1966, 2, 2, 40.
18. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 1, 20.
19. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин и др. Докл. АН СССР, 1966, 169, 1, 158.
20. A. J. V. Robertson. Trans. Faraday Soc., 1948, 44, 9, 677.
21. Ф. И. Дубовицкий, Ю. И. Рубцов, Г. Б. Манелис. Изв. АН СССР, Отд. хим. наук, 1960, 10, 1763.
22. В. Т. Fedoroff. Encyclopedia of Explosives and Related Items, Picatinny Arsenal Power, PATR 2700 V. 3. New Jersey, 1966.
23. В. И. Лисицкий, К. В. Прибыткова. ФРВ, 1968, 4, 4, 501.
24. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., Наука, 1966.
25. Ю. Я. Максимов.— В сб.: Теория взрывчатых веществ. Вып. 53, М., 1967.
26. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., Наука, 1968.