

Если использовать в качестве окислителя закись азота вместо кислорода, предельная излучательная способность становится аномально большой в спектральной области свечения хемилюминесцентной реакции $\text{NO} + \text{O} \rightarrow \text{NO}_2 + h\nu$.

Высказано предположение, что при малых давлениях смеси CS_2/O_2 «крылья» спектра излучения связаны с электронными уровнями энергии молекул SO_2 , заселяющихся посредством механизма термической многоступенчатой активации, вследствие чего их плотность меньше термодинамически равновесной величины.

Поступила в редакцию 2/VIII 1977,
после доработки — 26/IX 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Б. Гордон, М. С. Дроздов и др. ФГВ, 1974, 10, 1, 15.
2. Е. Б. Гордон, М. С. Дроздов и др. Докл. АН СССР, 1974, 214, 4, 846.
3. Е. Б. Гордон, М. С. Дроздов и др. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, 9, 560.
4. Д. Кей, Г. Леби. Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.
5. В. Н. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика и механизм газофазных реакций. М., «Наука», 1974.
6. A. Fontijn, C. B. Meyer, H. J. Schuff. J. Chem. Phys., 1964, 40, 1, 64.
7. Возбужденные частицы в химической кинетике. Пер. с англ. Под ред. А. А. Борисова. М., «Мир», 1973.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТВЕРДЫХ ВВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ НА ПЯТНАХ ФАКТИЧЕСКОГО КАСАНИЯ ПРИ СУХОМ ТРЕНИИ

А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, В. П. Володин,
А. Н. Грядунов, С. М. Муратов

(Куйбышев)

В [1] рассматривалось воспламенение твердых ВВ теплотой сухого трения. Интенсивность тепловыделения трения считалась равномерной по всей поверхности трения, т. е. фрикционный контакт тел принимался сплошным. Последнее справедливо для больших давлений прижатия трущихся тел. При небольших давлениях прижатия фрикционный контакт дискретен и состоит из пятен фактического касания, общая площадь которых составляет малую часть от номинальной площади контакта [2]. В этом случае трение может сопровождаться значительным разогревом на фактических пятнах касания при незначительной температуре остальной поверхности трения.

В настоящей работе рассматривается вопрос о воспламенении твердых ВВ под действием тепловыделения трения на пятнах дискретного контакта.

Дискретный контакт трущихся тел

Пятна фактического касания имеют самую различную форму и размеры. В работах по тепловой динамике трения инертных тел [3] обычно рассматривается единичный фрикционный контакт, размер которого d — средний для всех пятен контакта. Так как при больших скоростях скольжения v разогрев на пятне слабо зависит от формы пятна [4], для упрощения анализа можно принять, что пятно представляет

собой бесконечную полосу шириной d . Далее рассматривается только пятно такой формы (рис. 1), где тело 2 — жесткое и шероховатое, а тело 1 — пластическое и гладкое. Средний диаметр пятен контакта и общая площадь фактического контакта определяются следующими выражениями [3]:

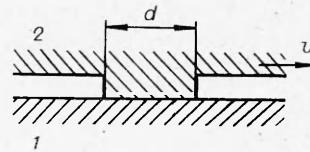


Рис. 1.

$$d = \left(\frac{8r_2 h_{2\max}}{v} \right)^{1/2} \left(\frac{p}{HB_1 b_2} \right)^{1/2 v_2}, \quad A = \frac{p A_n}{HB_1}, \quad (1)$$

где r_2 и $h_{2\max}$ — радиус закругления и максимальная высота микронеровностей поверхности трения жесткого шероховатого тела 2; b_2 и v_2 — параметры кривой опорной поверхности этого же тела; HB_1 — твердость по Бринелю более мягкого тела 1; p — удельное давление на контакте; A_n — номинальная площадь скользящего контакта тел 1 и 2. Применительно к случаю трения металла о ВВ можно принять, что тело 2 — металл, а тело 1 — ВВ.

На пятнах контакта происходит тепловыделение трения мощностью

$$q_0 = \tau_{тр} v A_n / A = f v HB_1, \quad (2)$$

где $\tau_{тр} = f p$ — сила трения, приходящаяся на единицу площади номинального контакта; f — коэффициент трения. Из данного соотношения видно, что тепловыделение трения при дискретном контакте существенным образом зависит от твердости ВВ.

Выделяющееся тепло разделяется на два тепловых потока q_1 и q_2 , направленных соответственно в тела 1 и 2. Величины q_1 и q_2 зависят от q_0 и значений коэффициента распределения тепловых потоков α_n :

$$q_1 = (1 - \alpha_n) q_0, \quad q_2 = \alpha_n q_0.$$

Коэффициент α_n определяется в зависимости от величины критерия Пекле $Pe = vd/a$, характеризующего отношение теплопереноса за счет движения и за счет теплопроводности [3] (a — коэффициент температуропроводности тела 1). При $Pe \leq 0,4$ коэффициент α_n определяется, как и в случае сплошного контакта [1], формулой Шаррона

$$\alpha_n = \sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2} / \sqrt{\lambda c \rho} + \sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}, \quad (3)$$

где λ , c , ρ — коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и плотность тела 1; λ_2 , c_2 , ρ_2 — то же самое для тела 2. В тепловой динамике трения при дискретном контакте рассматривается случай больших скоростей скольжения, для которых $Pe \geq 20$, так как только в этом случае наблюдается заметный фрикционный разогрев на фактических пятнах касания. Для данного случая

$$\alpha_n = 4\lambda_2 \sqrt{a} / 4\lambda_2 \sqrt{a} + \lambda \sqrt{\pi d v}, \quad (4)$$

а максимальный стационарный разогрев на пятне контакта полосовой формы определяется результатами Егера [4]

$$T_{\max} = T_0 + \sqrt{8/\pi} \cdot q_1 / \lambda \cdot \sqrt{a r / v} \cdot m, \quad (5)$$

где T_0 — начальная температура тел; m — поправочный коэффициент, близкий к 1, отражающий зависимость разогрева от критерия Пекле при очень больших значениях его, $m \rightarrow 1$ при $Pe \rightarrow \infty$. Зависимость $m(Pe)$ можно аппроксимировать следующим выражением: $m = \sqrt{Pe} / (0,57 + \sqrt{Pe})$.

Постановка задачи

Как отмечено выше, в настоящее время имеются методы расчета основных характеристик фактического контакта и разогрева тел при трении без учета тепловыделения химической реакции. Вследствие этого при рассмотрении вопроса о воспламенении ВВ за счет разогрева на

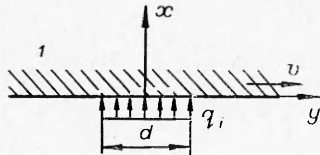


Рис. 2.

пятнах контакта можно ограничиться исследованием краевой задачи о воспламенении твердого ВВ под действием заданного поверхностного полосового источника с шириной d , движущегося с постоянной скоростью v и создающего равномерно распределенный тепловой поток q_1 . Удобнее рассмотреть случай обращенного движения, когда источник тепла и связанная с ним система координат остаются неподвижными, а полубесконечный массив ВВ движется с постоянной скоростью v в направлении оси y (рис. 2). При этом вблизи источника тепла образуется очаг разогрева ВВ.

Уравнение теплового баланса для движущейся среды имеет вид [5]

$$c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + Qk_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right).$$

Начальное условие:

$$T = T_0 \quad \text{при } t = 0.$$

Граничные условия:

$$x = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \begin{cases} q & \text{при } |y| \leq r, \\ 0 & \text{при } |y| > r. \end{cases}$$

$$T \rightarrow T_0 \quad \text{при } x \rightarrow +\infty, \quad y \rightarrow \pm\infty.$$

Обозначения: Q , k_0 , E — соответственно тепловой эффект, предэкспонент, энергия активации химической реакции термического разложения ВВ. Выгорание ВВ, фазовые переходы не учитываются.

Перейдем к безразмерным переменным. В качестве масштабов величин следует принять величины, характерные для процессов переноса тепла в среде, движущейся относительно поверхностного источника при наличии тепловыделения химической реакции. В качестве масштаба для координаты y принимаем радиус источника тепла r . За масштаб времени в этом случае можно взять время прохождения точки среды относительно источника r/v . За масштаб длины в направлении оси x следует взять ширину прогретого слоя $\sqrt{ar/v}$, образующегося в среде за время прохождения теплового источника. В качестве масштабной температуры необходимо принять максимальную стационарную температуру очага разогрева без тепловыделения химической реакции, определяемую выражением (5), а за масштаб температуры — характерный для процессов воспламенения температурный интервал RT_{\max}^2/E .

В безразмерном виде рассматриваемая задача запишется следующим образом:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{2}{\text{Pe}} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} + \delta \exp \frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}, \quad (6)$$

$$\Theta = -\Theta_c \quad \text{при } \tau = 0, \quad (7)$$

$$\xi = 0, \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Theta_0 m & \text{при } |\eta| \leq 1, \\ 0 & \text{при } |\eta| > 1, \end{cases} \quad (8)$$

$$\Theta \rightarrow -\Theta_0 \quad \text{при } \xi \rightarrow +\infty, \quad \eta \rightarrow \pm\infty. \quad (9)$$

Безразмерные переменные:

$$\xi = x\sqrt{v/ar}, \quad \eta = y/r, \quad \tau = tv/r, \quad \Theta = \frac{E}{RT_{\max}^2} (T - T_{\max}).$$

Безразмерные параметры:

$$\delta = \frac{Qk_0}{\lambda} \frac{E}{RT_{\max}^2} \frac{ar}{v} \exp\left(-\frac{E}{RT_{\max}}\right), \quad \Theta_0 = \frac{E}{RT_{\max}^2} (T_{\max} - T_0), \quad \beta = \frac{RT_{\max}}{E}.$$

Решение задачи

Задача (6) — (9) решалась численно на ЭВМ. Исследовалась картина разогрева ВВ в различных условиях, определялись критические условия воспламенения, времена задержки воспламенения. Область изменения параметров:

$$20 \leq \text{Re} < \infty, \quad 5 \leq \Theta_0 \leq 25, \quad 0 \leq \beta \leq 0,05.$$

Сначала приведем результаты счета для инертного случая ($\delta=0$). В данном случае лучше перейти к другой безразмерной температуре

$$\vartheta = (T - T_{\max}) / (T_{\max} - T_0).$$

Для этого необходимо в задаче (6) — (9) положить $\Theta_0=1$, а вместо переменной $\Theta(\xi, \eta, \tau)$ поставить переменную $\vartheta(\xi, \eta, \tau)$. Характерная картина развития разогрева во времени приведена на рис. 3. Как видно из рисунка, стационарный разогрев имеет максимум $\vartheta=0$ на задней кромке источника, т. е. при $\eta=1$. За время выхода процесса на стационарный режим $\tau_{\text{ст}}$ можно принять время достижения температуры $\vartheta=-0,01$, отличающейся на 1% от максимального стационарного значения. Это время показано на рис. 4 в зависимости от величины критерия Пекле; при $\text{Re} \geq 10^3$ оно перестает зависеть от Re и равно 2,93.

Рассмотрим разогрев тела при учете тепловыделения химической реакции. При малых значениях параметра δ тепловыделение химической реакции термического разложения ВВ слабо влияет на величину разогрева, а при больших δ разогрев ВВ развивается взрывным образом (рис. 5, $\text{Re}=500$, $\Theta_0=-15$, $\beta=0,03$). При не очень больших значениях критерия Пекле точка, в которой начинается воспламенение, находится на задней кромке поверхностного источника тепла. При больших значениях Re наблюдается небольшой «снос» точки воспламенения за пределы поверхностного источника тепла тогда координаты точки начала воспламенения $\eta > 1$. Воспламенение ВВ происходит при значениях δ , превышающих некоторое критическое значение $\delta_{\text{кр}}$. Найденная зависимость $\delta_{\text{кр}}$ от Re , Θ_0 и $\beta=0,03$ для указанной выше области из-

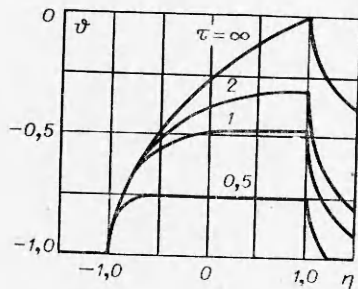


Рис. 3.

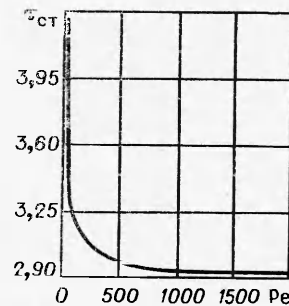


Рис. 4.

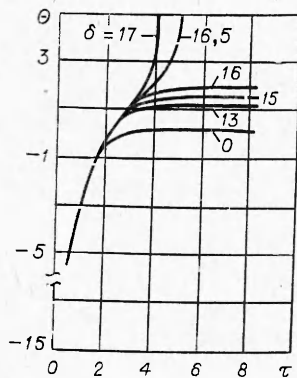


Рис. 5.

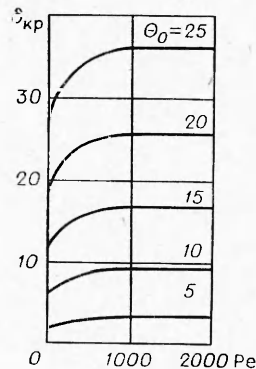


Рис. 6.

менения параметров приведена на рис. 6. Ее можно аппроксимировать выражением

$$\delta_{кр} = \frac{Pe [1 + \exp(-0,045 Pe)]}{(92 + 3,96 Pe)} \Theta_0^{1,546} (1 + \beta). \quad (10)$$

Сравним полученную зависимость с аналогичной зависимостью, известной для критических условий воспламенения сферического очага разогрева в неограниченной неподвижной среде [6]. В обоих случаях зависимость $\delta_{кр}$ от малого параметра β слабая и выражается одинаково. Зависимость $\delta_{кр}$ от Θ_0 в случае движущейся среды заметно сильнее, чем для неподвижной среды. Для движущейся среды $\delta_{кр}$ зависит еще от Pe , которого, естественно, нет в случае неподвижной среды. Из рис. 6 видно, что при $Pe > 1000$ значение $\delta_{кр}$ практически не зависит от Pe и для движущейся среды. Для обоих обсуждаемых случаев в среднем $\delta_{кр} \approx 20$, только для движущейся среды область возможных значений $\delta_{кр}$ заметно шире, чем для неподвижной среды. Наконец, приближенно можно считать, что время задержки воспламенения τ_b очага разогрева в движущейся среде совпадает со временем выхода процесса на стационарный режим в соответствующем случае инертного тела. Тогда на основании результатов, приведенных на рис. 4, следует положить $\tau_b \approx 3$.

Некоторые оценки

Применим приведенные выше общие результаты для нескольких конкретных числовых оценок дискретного контакта ВВ при трении, разогрева и воспламенения ВВ.

Взрывчатые вещества обладают невысокой твердостью, которую условно можно принять равной $2 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ ($HV_1 = 20 \text{ кГ/мм}^2$). Ниже приведены значения отношения фактической площади касания A к номинальной площади A_n для нескольких значений давлений прижатия p , определенные по формуле (1) при указанной выше твердости ВВ

p , бар	1	10	100	1000
A/A_n	0,0005	0,005	0,05	0,5

Отсюда видно, что фрикционный контакт ВВ можно считать дискретным только до давлений порядка 10 бар, при $p \sim 1$ кбар он уже сплошной. Отсюда также следует, что в условиях обычных копровых испытаний чувствительности ВВ [7, 8], где давления достигают нескольких килобар, фрикционный контакт заведомо сплошной, поэтому в этих ус-

Т а б л и ц а 1

v	$\Delta T, \text{ К}$		
	$p=1$	$p=10$	$p=100$
1	8	15	23
10	75	134	226
100	730	1230	1940

Т а б л и ц а 2

v	$\Delta T, \text{ К}$		
	$p=1$	$p=10$	$p=100$
1	8	14	21
10	60	80	103
100	146	160	171

ловиях для расчета разогрева за счет сил сухого трения можно применять результаты работы [1].

Оценим средний диаметр пятна контакта d , используя формулу (1). Для металлов в среднем $v_2=2$ [3], вследствие чего показатель степени мал: $1/2v_2=0,25$. В результате d слабо зависит от давления прижатия. Для пары трения сталь — ВВ:

p , бар	1	10	100	1000
d , мкм	6,3	10	18	30

В данном расчете и далее принимается: $HV_1=3 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, $r_2=1$, $=82,3 \text{ мкм}$, $h_{2\text{max}}=4,5 \text{ мкм}$, $v_2=1$, $v_2=2,2$.

Для ВВ коэффициент температуропроводности a составляет в среднем $10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $d \sim 10^{-5} \text{ м}$. На основе этого заключаем, что случай больших скоростей скольжения ($Re \geq 20$) реализуется при $v \geq 0,2 \text{ м/с}$, т.е. включает в себя практически все значения скорости трения, представляющие интерес с точки зрения разогрева и воспламенения ВВ, так как при меньших скоростях скольжения фрикционный разогрев мал.

Оценим фрикционный разогрев, используя теплофизические характеристики гексогена [9] и стали: $\lambda=0,167 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $a=1,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $\lambda_2=45,4 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Максимальный разогрев на пятне контакта $\Delta T = T_{\text{max}} - T_0$, вычисленный по формуле (5), приведен в табл. 1 для различных значений скорости скольжения (м/с) и давления прижатия (бар). Коэффициент трения f принят равным 0,4. Из таблицы видно, что разогревы в несколько сот градусов достигаются при скоростях скольжения в несколько десятков метров в секунду, скорость скольжения значительно сильнее влияет на величину разогрева, чем давление прижатия.

Как известно, температурная зависимость силы трения влияет на величину фрикционного разогрева. Для ВВ зависимость силы трения от температуры можно принять линейной [1]:

$$\tau_{\text{тр}} = \tau_{\text{тр}}^0 \frac{T_{\text{пл}} - T}{T_{\text{пл}} - T_0},$$

где $\tau_{\text{тр}}^0$ — сила трения при начальной температуре T_0 ; $T_{\text{пл}}$ — температура плавления ВВ. В табл. 2 приведены величины максимального разогрева на пятне, найденные при учете этой зависимости. Здесь $T_{\text{пл}} = 474 \text{ К}$, $T_0 = 293 \text{ К}$, остальные параметры те же, что и для табл. 1. Из сравнения данных табл. 1 и 2 следует, что уменьшение силы трения при повышении температуры на поверхности трения существенно влияет на фрикционный разогрев, ограничивая его температурой плавления ВВ. Последний вывод соответствует известному экспериментальному результату Боудена [10].

Если по данным табл. 2 и кинетическим параметрам гексогена ($Q=5,81 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $E=1,98 \cdot 10^5 \text{ Дж/моль}$, $k_0=10^{18,5} \text{ 1/с}$ [9]) вычислить величину критерия Франк-Каменецкого δ , то получим $\delta \ll \delta_{\text{кр}}$. Аналогичный результат получается и для других типичных бризантных ВВ. Он объясняется низкими значениями твердости и температуры плавления этих ВВ. Таким образом, вызвать воспламенение бризантных

ВВ на пятне дискретного фрикционного контакта практически невозможно. Если же повышать температуру плавления ВВ путем увеличения давления прижатия, то дискретный контакт переходит в сплошной; как показывают оценки [1], при этом возможно воспламенение бризантных ВВ за счет внешнего сухого трения. Но вполне возможно, что у ВВ, обладающих высокой температурой плавления и твердостью, например в случае инициирующих ВВ или других неплавящихся взрывчатых систем, воспламенение при трении происходит за счет разогрева на пятнах дискретного контакта.

Авторы глубоко признательны Н. И. Перегудову за помощь в составлении программы для расчетов на ЭВМ.

*Поступила в редакцию 15/VI 1977,
после доработки — 7/X 1977*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, В. С. Козлов. ФГВ, 1972, 8, 3.
2. И. В. Каргельский. Трение и износ. М., «Машиностроение», 1968.
3. А. В. Чичинадзе. Расчет и исследование внешнего трения при торможении. М., «Наука», 1967.
4. Дж. К. Егер. ПММ, 1952, 6.
5. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. Новосибирск, «Наука», 1970.
6. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2.
7. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1963.
8. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М., «Наука», 1968.
9. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. М., «Наука», 1966.
10. Ф. П. Боуден, А. Д. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М., ИЛ, 1955.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ОБЛАСТИ ВЗРЫВА ЗАРЯДА ВВ В АРГОНЕ

Ю. А. Медведев, Б. С. Пункевич, Б. М. Степанов

(Москва)

В описываемых экспериментах исследовалось формирование и развитие во времени светящейся области перед фронтом ударной волны и пространственно-временное распределение проводимости в этой области при взрыве зарядов ВВ в аргоне различной начальной плотности. Использовались заряды сферической формы массой от 1 до 3 г из пластичного ВВ, изготовленного на основе тэна. Соответствующие начальные радиусы зарядов 0,5 и 0,75 см.

На рис. 1 приведена типичная СФР-грамма взрыва заряда ВВ массой 3 г в аргоне с начальным давлением 1 атм, снятая через иллюминатор диаметром 140 мм в режиме лупы времени (цифрами пронумерованы кадры, следующие друг за другом с временным интервалом 2 мкс). Видно, что в момент выхода детонационной волны на поверхность заряда (см. рис. 1, 1) помимо области детонации в центре снимка начинает светиться весь видимый объем газа. Интенсивность свечения газа нарастает и к моменту $t=2$ мкс область детонации перестает различаться, т. е. излучение из области детонации экранируется све-