

с образованием полости. В металлической оболочке с каналом, образующимся после сверления и имеющим более шероховатую поверхность, на образцах ПЖ с плотностью 1,0—1,1 г/см³ характерные времена повышения давления на воспламенительном торце на начальной стадии (см. табл. 1) совпадают со значениями, полученными при сгорании той же навески ДРП в таком же, но замкнутом объеме. Этот результат свидетельствует об отсутствии движения ПЖ, что может быть обусловлено значительным увеличением силы сопротивления при движении уплотненного ВВ в канале с высокой шероховатостью.

Таким образом, показано, что на начальной стадии при воспламенении ВВ с закрытого торца под действием продуктов сгорания воспламенителя в большинстве случаев может происходить образование и расширение полости, заполненной этими продуктами, и уплотнение ВВ без заметного его горения. Развитие полости зависит от параметров ВВ (длины, сжимаемости, начальной плотности) и сопротивления его перемещению за счет внешних факторов (шероховатость стенок оболочки, наличие мембраны на противоположном от воспламенителя торце). В свою очередь изменение объема полости, в которой сгорает воспламенитель, влияет на интенсивность его горения и повышение давления в ней. Образование полости необходимо учитывать при анализе перехода горения порошкообразных ВВ в детонацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Храповский В. Е., Сулимов А. А., Ермолаев Б. С. О переходе горения пикриновой кислоты в низкоскоростную детонацию // Докл. IV Всесоюз. совещ. по детонации.— Телави, 1988.— Т. 1.— С. 129—133.
2. Sulimov A. A., Ermolaev B. S., Khrapovski V. E. Mechanism of deflagration-to-detonation transition in high-porosity explosives // Progr. Astron. Aeron. Dynamics of Explosions.— 1988.— 114.— P. 322—330.
3. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв.— М.: Наука, 1973.
4. Ермолаев Б. С., Фотеенков В. А. и др. Критические условия перехода горения во взрыв в зерновых взрывчатых материалах // ФГВ.— 1990.— 26, № 5.— С. 102—110.
5. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика.— М.: Оборонгиз, 1949.

г. Москва

Поступила в редакцию 24/III 1992,
после доработки — 24/VII 1992

УДК 536.46

Е. И. Губин, И. Г. Дик

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИСПЕРСНОГО МАТЕРИАЛА НА МИНИМАЛЬНУЮ ЭНЕРГИЮ ЗАЖИГАНИЯ ИСКРОЙ

На основе анализа теоретической теплораспределительной модели искрового зажигания газозвеси предложена инженерная зависимость, связывающая минимальную энергию зажигания искрового источника с параметрами пылевого облака.

Многообразие производств, непосредственно связанных с получением или переработкой дисперсных материалов, выдвигает требования предотвращения возгораний и взрывов [1—4]. Одним из критериев оценки пожаро- и взрывоопасности служит минимальная энергия зажигания — чувствительность дисперсного материала к искровым источникам. В качестве искрового источника могут выступать как электрические разряды, возникающие в результате трения или разрушения твердой фазы, так и раскаленные металлические частицы.

Постановка теоретической задачи о зажигании искрой горючей пылегазовой смеси приведена в [5]. Математическая модель процесса воз-

буждения горения аэрозвеси под действием теплового импульса включает в себя уравнения для температуры частиц T_k (1), убыли массы твердой фазы (2), условия сохранения массы для газозвеси в целом (3), переноса энергии в газовой фазе для единицы объема (4) и для концентрации окислителя на поверхности частицы c_s (5):

$$-\frac{4}{3} \pi c_k \rho_k r_k^3 \frac{dT_k}{dt} = 4\pi r_k^2 Q \rho_k c_s k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_k}\right) - 4\pi r_k^2 \alpha (T_k - T_g), \quad (1)$$

$$\frac{4}{3} \pi \rho_k \frac{dr_k^3}{dt} = -4\pi r_k^2 \rho_g c_s k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_k}\right), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_g + \frac{4}{3} \pi \rho_k r_k^3 N \right) = 0, \quad (3)$$

$$c_g \frac{\partial(\rho_g T_g)}{\partial t} - \lambda_g \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial T_g}{\partial x} \right) = 4\pi r_k^2 \rho_k N (T_k - T_g) - \frac{4}{3} \pi \rho_k c_k T_k N \frac{dr_k^3}{dt}, \quad (4)$$

$$c_s = \frac{c_\infty}{1 + \frac{k_0}{\beta} \exp(-E/RT_k)}. \quad (5)$$

Здесь c_∞ — концентрация окислителя в объеме газозвеси, которую для упрощения считаем неизменной (что соответствует предположению об избытке окислителя в смеси); $\beta = D_g/r_k$ — коэффициент массопередачи к частице; D — коэффициент диффузии в газе.

Начальные условия ($t = 0$) для системы (1) — (5):

$$T_k = T_0, \quad r_k = r_0, \quad \rho_g = \rho_0, \quad c_s = c_\infty, \quad (6)$$

$$T_g = \frac{A}{4\pi\lambda_g t} \exp\left(-\frac{x^2}{4a_g t}\right) + T_0. \quad (7)$$

Значение $t_0 \approx r_0^2/a_g$ определено с точностью до множителя и при достаточно малом t_0 не сказывается на рассчитываемых характеристиках [5].

Граничные условия для (5) имеют вид:

$$x = 0 \text{ и } x = \infty: \partial T_g / \partial t = 0. \quad (8)$$

В [5] на основании численных расчетов получены аппроксимирующие формулы, связывающие минимальную энергию зажигания A_i искрового источника с параметрами дисперсного материала. В размерном виде эти зависимости можно представить в виде

$$A_i = D_1 [(1 - r_0/r_m)^2 r_0/r_m + \alpha_1 r_0/r_m] \quad \text{при } r_0 \leq r_m, \quad (9)$$

$$A_i = D_2 [(r_0/r_m - 1)^{1.4} r_0/r_m + \alpha_2 r_0/r_m] \quad \text{при } r_0 \geq r_m, \quad (10)$$

где

$$r_m = A_1 (0,2k + 3,3 \cdot 10^{-2} \vartheta_0); \quad D_1 = 236 \vartheta_0^{0,05} A_2 r_m^3 / A_1^2;$$

$$D_2 = 6,5 \vartheta_0^{0,4} A_2 r_m^{2,4} / A_1^{1,4}; \quad \alpha_1 = A_m / D_1 \approx \vartheta_0 / 15k; \quad \alpha_2 = A_m / D_2;$$

$$k = 4/3 (\pi \rho_k^3 N / \rho_g); \quad A_m = A_2 r_m (1,1 \vartheta_0 + 3,3k - 0,66);$$

$$A_1 = a_g c_g [\vartheta_0 c_k c_\infty k_0 \exp(-E/RT_+)]^{-1}, \quad \vartheta_0 = QE (c_k RT_+)^{-1};$$

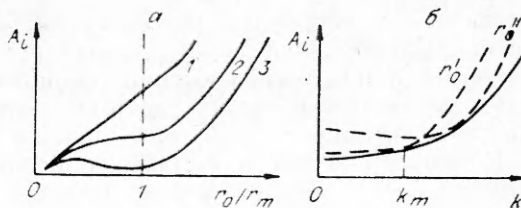
$$A_2 = (4/3) \pi \rho_k Q a_g c_g [c_k \vartheta_0^2 c_\infty k_0 \exp(-E/RT_+)]^{-1}; \quad T_+ = T_0 + Q/c_k;$$

T_+ — адиабатическая температура горения; E , c_k , ρ_k , k_0 , Q — энергия активации, теплоемкость и плотность частиц, предэкспонент, тепловой эффект реакции на единицу массы твердой фазы; c_∞ — концентрация окислителя в единице объема; $a_g = \lambda_g / c_g \rho_g$ — коэффициент температуропроводности газа; c_g — теплоемкость газа.

Графическое представление (9) и (10) при $k = \text{const}$ дано на рисунке *a*. Видно, что для $\alpha_1 < 1/3$ в области $r_0 < r_m$ может существовать два экстремума, координаты которых при $\alpha_1 = 1/3$ сливаются, совпадая с точкой перегиба. Кривые 1 и 2 плавно сопрягаются при $r_0 = r_m$.

Качественные зависимости критической энергии искры от радиуса частиц при фиксированной концентрации твердого вещества (а) и от массовой концентрации при постоянном размере частиц (б).

α_1 : 1 — 1, 2 — 1/3, 3 — 1/6.



При $r_0 = 0$ математическая модель становится некорректной. Для $\theta_0 < 5k$ (небольших энергий активации и $k \geq 1$) возможна неединственность A_i как функции r_0 . Для очень мелкой фракции различие температур частиц и газа ничтожно, скорость реакции $\sim r_0^2$, а количество тепла на разогрев твердой фазы $\sim r_0^3$ и, следовательно, с ростом r_0 критическая энергия искры растет. Так происходит до тех пор, пока частицы не станут настолько крупными, чтобы при своем сгорании дать достаточное количество тепла и поддержать высокую температуру очага — происходит падение A_i с ростом r_0 .

При $r_0 \geq r_m$ превалирует диффузионный режим сгорания с реакцией $\sim r_0$, что вместе с необходимостью нагрева крупных частиц дает непрерывно возрастающую ветвь $A_i(r_0)$. Для энергий активации с $\theta_0 > 5k$ сгорание частиц в кинетическом режиме затруднено, и падающая ветвь $A_i(r_0)$ не реализуется.

Для оценки влияния массовой концентрации k на минимальную энергию зажигания A_i при постоянстве r_0 преобразуем (3) и (4) к виду

$$A_i = 6,4A_2A_1^{-1,4}r_0\theta_0^{0,4}(r_0 - r_m)^{1,4} + A_mr_0/r_m \text{ при } k \leq k_m, \quad (11)$$

$$A_i = 236r_0\theta_0^{0,05}A_2A_1^{-2}(r_m - r_0)^2 + A_mr_0/r_m \text{ при } k \leq k_m, \quad (12)$$

$$k_m = 5r_0/A_1 - 1,65 \cdot 10^{-2}\theta_0.$$

Формулы (11), (12) графически представлены на рисунке б. Для достаточно мелких частиц ($r_0' < 4,7A_1/\theta_0$) $A_i(k)$ — монотонно возрастающая функция и при $k = k_m$ непрерывно переходит в (12). С ростом r_0 график $A_i(k)$ сдвигается вверх.

Для крупных частиц ($r_0'' > 4,7A_1/\theta_0$) в области $k < k_m$ существует минимум энергии зажигания $A_i(k)$, который имеет место при $k = k_m - 23,54/\theta_0$ (при этом $k_m > 23,54/\theta_0$). Увеличение размера частиц приводит к сдвигу минимума $A(k)$ вверх и вправо пропорционально r_0 и, соответственно, росту минимальной энергии зажигания при $k \rightarrow 0$. В окрестности $k < k_m$ (5) и (6) плавно сопрягаются.

При размерах частиц r_0 , численно равных k_m , $A_i = A_m$, которая как функция k является огибающей к семейству кривых $A_i(k)$ с точкой касания $k = 5r_0/A_1 - 0,016\theta_0$. Для больших массовых концентраций A_i растет пропорционально k^2 .

На частицах с дисперсным составом $r_0' < 4,7A_1/\theta_0$ (мелкая фракция) реакция идет в кинетическом режиме, вследствие этого количество тепла, идущего на разогрев твердой фазы, $\sim k$, а скорость реакции при этом пропорциональна $k^{2/3}$, т. е. увеличение массовой концентрации ведет к росту A_i .

При $r_0'' > 4,7A_1/\theta_0$ (достаточно крупные частицы) реакция переходит в диффузионный режим горения и рост массовой концентрации приводит к падению $A_i(k)$ из-за увеличения теплоприхода при сгорании твердой фазы. Дальнейший рост массовой концентрации при неизменном дисперсном составе ведет к повышению энергии зажигания искры из-за увеличения потерь тепла на стадии прогрева.

Приведенные в [1, 2] экспериментальные данные по искровому зажиганию ряда веществ (гексогеновая пыль, порошок левомицитина и др.) в зависимости от размеров частиц при «оптимальной массовой концентрации твердой фазы» дают зависимость A_i от r_0 в степени ~ 2 , что

качественно согласуется с результатами, полученными из теоретической модели. Однако узкий диапазон варьирования по дисперсному составу без учета влияния массовой концентрации при проведении экспериментов не дает возможности оценить достоверность результатов теории для всей области параметров.

К сожалению нам неизвестны описанные в литературе целенаправленные экспериментальные исследования влияния массовой концентрации газовой смеси на минимальную энергию зажигания при неизменной дисперсности твердой фазы (за исключением единичных работ [1, 2] по качественному анализу влияния k на A_i при фиксированных r_0). Теория предсказывает зависимость $A_i(k)$.

Таким образом, в результате построения математической модели получена оценка влияния параметров пылегазового облака на минимальную энергию зажигания. Результаты теории представлены в виде аппроксимационных формул, которые дают возможность оценить величину энергии искрового источника, способного вызвать воспламенение пылевого облака с дальнейшим выходом на режим послойного горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Таубкин С. И., Таубкин И. С. Пожаро- и взрывоопасность пылевидных материалов и технологических процессов их переработки.— М.: Химия, 1976.— 264 с.
2. Корольченко А. Я. Пожаровзрывоопасность промышленной пыли.— М.: Химия, 1986.— 216 с.
3. Взрывобезопасность электрических разрядов и фрикционных искр/Под ред. В. П. Бондаря.— Л.: Химия, 1974.— 486 с.
4. Монахов В. Т. Методы исследования пожарной опасности веществ.— М.: Химия, 1979.— 424 с.
5. Губин Е. И., Дик И. Г. О зажигании пылевого облака искрой // ФГВ.— 1986.— 22, № 2.— С. 10—17.

г. Томск

Поступила в редакцию 2/VI 1992

УДК 669.295;620.193

В. И. Болобов

ВОЗГОРАНИЕ ТИТАНА В ПОТОКЕ КИСЛОРОДА

Представлены результаты экспериментов, свидетельствующие о возможности самопроизвольного возгорания компактных образцов пяти марок титановых сплавов при их обдуве потоком кислорода. Определены минимальные (критические) значения полного давления кислорода в месте воздействия потока на поверхность, при которых воспламеняются материалы. Высказано предположение, что возгорание титановых сплавов инициируют разряды статического электричества, возникающие в потоке вследствие электризации капелек и частичек воды и других примесей, содержащихся в кислороде.

Известна способность титана и его сплавов возгораться при нормальной температуре в кислороде, проявляющаяся в случае разрушения титановой конструкции при давлении кислорода выше некоторого критического значения $p_{кр}$ [1—5]. В настоящей работе представлены результаты экспериментов, свидетельствующие о возможности самопроизвольного возгорания образцов титановых сплавов в потоке кислорода без специального разрушения.

Объектом испытаний служили образцы ($13 \times 30 \times 1,5 \div 4,5$ мм) технического титана ВТ1-0, ВТ1-1 и промышленных сплавов ОТ4, ВТ6, ВТ14. Образец жестко крепился в металлическом держателе на фиксированном расстоянии ($l = 1,0 \div 6,0$ мм) перед срезом насадка (металлический шпатель с отверстием диаметром $d = 1,2 \div 3,0$ мм). Последний через клапан соединялся трубопроводом с емкостью, заполненной газо-