

Таким образом, предварительная обработка ударной волной приводит к сильным изменениям температуры начала низкотемпературного термического разложения и не отражается существенным образом ни на протекании фазового превращения, ни на высокотемпературном разложении перхлората аммония.

Такой характер полученных экспериментальных данных может быть понят, если предположить, что обработка ударной волной приводит к изменению плотности дислокаций в перхлорате аммония и такой перегруппировке их, которая увеличивает число пор. Согласно [8], механизм низкотемпературного разложения перхлората аммония обусловлен накоплением в порах хлорной кислоты, ее распадом и взаимодействием продуктов распада с еще непрореагировавшим перхлоратом аммония. Поэтому увеличение числа пор должно приводить к увеличению скорости низкотемпературного распада перхлората и сдвигу температуры начала реакции в область низких температур.

Поскольку основным процессом, ответственным за высокотемпературное разложение, является сублимация со всей поверхности перхлората и последующее взаимодействие продуктов сублимации в газовой фазе и в адсорбированном на поверхности слое, а в результате обработки ударной волной существенного изменения поверхности кристаллов перхлората не происходит, влияние ударной волны на высокотемпературные разложения не наблюдается. С этих же позиций, по-видимому, могут быть объяснены и полученные результаты по отсутствию влияния обработки ударной волной и на скорость горения смесей на основе перхлората аммония.

Поступила в редакцию
2/VI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. A. K. Galwey, P. W. Jacobs. Proc. Roy. Soc., 1960, A, 254, 454.
2. H. Osada, R. Sakamoto. Kogyo, Kaikai Kyokasishi, 1963, 24, 236.
3. В. И. Ерошкин, В. И. Плюснин. Тез. докл. 4-го Всесоюз. совещ. по механизму и кинетике химических реакций в твердой фазе. Свердловск, 1971, стр. 51.
4. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
5. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, СО изд-ва «Наука», 1972.
6. P. W. Richter, C. W. Ristorsins. J. Solid. state chemistry, 1971, 3, 435.
7. M. L. Vergard. Entropie, 1971, 40, 4.
8. В. В. Болдырев, Ю. П. Савинцев и др. Кинетика и катализ, 1970, 11, 1131.

УДК 662.215.1

О КОНВЕКТИВНОМ МЕХАНИЗМЕ ГАШЕНИЯ ПЛАМЕНИ ЛЕТУЧИХ ВВ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ

В. С. Бабкин, С. С. Хлевной
(Новосибирск)

Известно, что при горении газов свободная конвекция в значительной мере влияет на устойчивость пламени вблизи пределов его распространения [1]. Она приводит к сужению области воспламенения при перегрузках [2] и является одной из основных причин появления верхнего предела по давлению в ограниченном объеме [3]. Наконец, конвекция может играть определяющую роль в механизме гашения пламени в неограниченном пространстве [4].

При горении конденсированных веществ характер и эффективность влияния поля массовых сил зависят как от величины и направления поля, так и от физико-химических

свойств вещества. В случае летучих ВВ скорость горения обычно уменьшается с ростом перегрузки или остается постоянной. При дальнейшем увеличении перегрузки наступает неустойчивое горение и погасание [5—8].

Очевидно, что при горении летучего ВВ стабилизация пламени (т. е. стационарность процесса горения) достигается затратой тепла на нагревание и испарение ВВ. Условия стабилизации пламени отвечают закону сохранения массы:

$$u_0 \rho_0 = u_r \rho_r, \quad (1)$$

где ρ_0 и ρ_r — плотность ВВ и продуктов горения; u_0 — скорость горения ВВ, u_r — скорость продуктов горения относительно фронта пламени.

В поле массовых сил с вектором ускорения, направленным в сторону исходного вещества, пламя (вернее, пузырь горячих реагирующих газов и продуктов горения) подвергается действию архимедовой силы, которая стремится сорвать пузырь горячих газов с поверхности ВВ и тем самым нарушить стабилизацию пламени. По мере роста перегрузок возрастают архимедова сила и скорость конвективного подъема пузыря при постоянном значении u_0 . Это приводит к подосу холодного газа из окружающей среды к поверхности ВВ. При определенной величине поля, когда скорость конвекционного подъема пузыря u_k превысит скорость продуктов горения относительно фронта пламени u_r , условие стабилизации (1) нарушается, наступает кризис горения — срыв пламени с поверхности ВВ¹.

Скорость гравитационной конвекции можно оценить из условия равенства подъемной силы и силы инерции встречного потока окружающей атмосферы

$$ad(\rho_\infty - \rho_r) \geq \alpha \rho_\infty \frac{u_k^2}{2}, \quad (2)$$

где a — ускорение в поле массовых сил; d — определяющий (характерный) размер пузыря, пропорциональный диаметру образца ВВ; ρ_∞ — плотность газа окружающей атмосферы; α — коэффициент сопротивления.

В соответствии с рассматриваемой моделью условию гашения отвечает неравенство $u_k \geq u_r$; тогда из (1) и (2) непосредственно следует критериальное соотношение

$$\frac{Fr \rho_\infty}{\rho_\infty - \rho_r} \left(\frac{\rho_0}{\rho_r} \right)^2 = \text{const}, \quad (3)$$

где $Fr = \frac{u_{0k}^2}{ad}$ — критерий Фруда; u_{0k} — предельная скорость горения ВВ. Константа в этом соотношении должна зависеть от числа Рейнольдса, но изменение ее в реальной ситуации при горении ВВ невелико и в дальнейшем она принимается равной двум.

Из (3) следует, что при горении ВВ в условиях возрастающих перегрузок существует предельная перегрузка

$$a_k = \frac{u_{0k}^2}{2d} \left(\frac{\rho_0}{\rho_r} \right)^2 \frac{\rho_\infty}{\rho_\infty - \rho_r}, \quad (4)$$

а при увеличении диаметра образца — максимальный критический диаметр

$$d_k = \frac{u_{0k}^2}{2a} \left(\frac{\rho_0}{\rho_r} \right)^2 \frac{\rho_\infty}{\rho_\infty - \rho_r}, \quad (5)$$

выше которого горение невозможно. Интересно, что наиболее благоприятным условием горения летучих ВВ является условие невесомости ($a=0$).

При уменьшении начальной температуры T_0 скорость горения летучих ВВ, как известно, монотонно уменьшается (в частности, в модели Я. Б. Зельдовича $u_0 \sim \exp \beta T_0$), а предельная скорость горения, согласно формуле (3), стремится к пределу.

$$u_{0k} = \frac{\rho_r}{\rho_0} \sqrt{2ad}. \quad (6)$$

Следовательно, при некотором значении температуры $T_0 = T_{0k}$ скорость горения $u_0 = u_{0k}$, т. е. должно наступить погасание ВВ.

Предположим для простоты, что температура пламени T_r не зависит от давления (в действительности при низких давлениях T_r обычно уменьшается с понижением давления из-за недогорания смеси и увеличения степени диссоциации продуктов сгорания). Тогда из (3) следует, из-за $p/\rho_r = \text{const}$ предельная скорость горения ВВ пропорциональна давлению. Следовательно, в зависимости от вида кривой $u_0(p)$ (в простейшем случае

¹ Здесь рассматривается упрощенная модель гашения пламени летучих ВВ, в которой пренебрегается временем развития конвекции.

$u_0 = u_1 p^\nu$) рассматриваемая упрощенная модель гашения пламени допускает в принципе существование верхнего и нижнего пределов по давлению, согласно уравнению

$$p_K = \left[\frac{\mu (2ad)^{1/2}}{u_1 \rho_0 R T_\Gamma} \right]^{1/\nu-1} \left(1 - \frac{\rho_\Gamma}{\rho_\infty} \right)^{\frac{1}{2(\nu-1)}},$$

где μ — молекулярный вес продуктов сгорания.

ВВ не горит при $p \geq p_{K_{\max}}$, когда $\nu < 1$ и при $p \leq p_{K_{\min}}$, когда $\nu > 1$.

Для примера рассмотрим экспериментальные данные Адамса и Стокса по горению гидрозина [9]. Они нашли, что при горении гидрозина в трубке 5 мм скорость горения растет с увеличением давления примерно как $u_{0p} = u_{01} \cdot p^{1/2}$. При давлениях выше 10 атм воспроизводимость результатов ухудшается, а средние значения скорости горения имеют тенденцию быть независимыми от давления. Выше определенного давления

Содержание N_2H_4 , %	$\rho_\Gamma \cdot 10^3$, г/см ³	p , атм	u_{0p} , см/сек	p_K , атм	$u_{0p_K} = u_{01} \sqrt{p_K}$, см/сек	u_{0K} по формуле (3), см/сек
97	1,40	21	0,125	44	0,181	0,179
94,5	1,45	26	0,077	34	0,128	0,142
89,5	1,55	11	0,023	14,5	0,042	0,065

p_K гидрозин не воспламеняется. В таблице приведены расчетные и экспериментальные данные по скорости горения трех гидрозиноводных смесей: экспериментальные значения u_{0p} при давлениях p , экспериментальные значения p_K , значения u_{0p_K} , рассчитанные по формуле

$$u_{0p_K} = u_{01} \sqrt{p_K},$$

и значения u_{0K} , рассчитанные по формуле (3) для предельных давлений p_K . В расчете принято $\rho_0 = 1,01$ г/см³, $\rho_\infty = 1,18 \cdot 10^{-3}$ г/см³ (азот), $T_0 = 290^\circ$ К. Можно отметить удовлетворительное согласие между расчетом и экспериментом по предельным скоростям.

Рассмотренная здесь упрощенная модель гашения летучих ВВ не учитывает ряд важных физических факторов. Процесс гашения пламени является существенно нестационарным процессом. Здесь же время развития конвекции принимается равным нулю. Это предположение согласно результатам Мержанова и Штесселя [10] менее всего оправдано при низких давлениях. Оболочка (например, стенки стаканчика, в котором горит ВВ) в определенных условиях, как известно, не только влияет на величину скорости горения, но и определяет режим горения, приводя в одном случае к затуханию горения, а в другом — к режиму более интенсивного горения [11]. Учет этих и других факторов является предметом дальнейших исследований.

Поступила в редакцию
18/VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Ловачев, В. С. Бабкин и др. Пределы воспламенения. М., ВНИИПО, М., 1972.
2. В. Н. Кривулин, Л. А. Ловачев и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. Л. А. Ловачев. Докл. АН СССР, 1970, 193, 3, 634.
5. Э. И. Максимов, Ю. М. Максимов и др. ФГВ, 1967, 3, 3, 323.
6. Б. Б. Серков, Э. И. Максимов и др. ФГВ, 1968, 4, 4, 600.
7. Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов. ФГВ, 1972, 8, 4.
8. Э. И. Максимов, Ю. М. Максимов и др. ФГВ, 1971, 7, 2, 197.
9. Г. Адамс, Г. Стокс. 4-й симп. по горению и взрыву. М., 1958.
10. А. Г. Мержанов, Э. А. Штессель. Докл. АН СССР, 1970, 191, 779.
11. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. М., «Наука», 1966.