

Рис. 1.

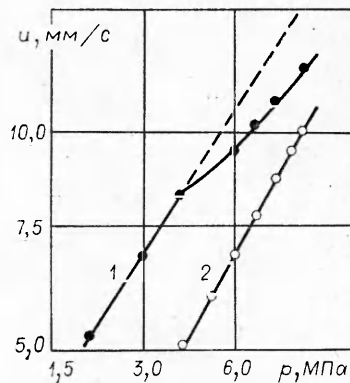


Рис. 2.

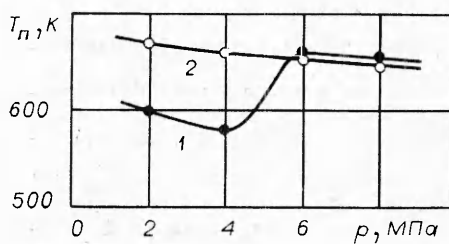


Рис. 3.

по уменьшается с давлением до 650 К при $p=8$ МПа. Статистическая обработка результатов измерений показывает, что коэффициент корреляции зависимости $T_n(p)$ отрицателен ($r = -0,2$) с доверительной вероятностью 0,95. Причиной стабилизации или снижения температуры поверхности могут быть процессы, связанные с испарением и диспергированием поверхностного слоя пороха.

Температура поверхности пороха Н+1% РbО в области давлений до 4 МПа ниже на ~ 70 К и также понижается с давлением. Однако при достижении $p \sim$

~ 5 МПа она скачком возрастает до величины ~ 660 К при $p=6$ МПа и практически сравнивается с температурой поверхности пороха Н. В дальнейшем наблюдается понижение температуры поверхности.

Анализ зависимостей скорости горения, электропроводности и температуры поверхности от давления говорит о действии добавки окиси свинца, начиная с давления ~ 5 МПа, через процесс сажеобразования в к-фазе.

Изучение зависимости температуры поверхности горения от давления на примере пороха Н+1% РbО показывает отсутствие связи скорости горения с температурой к-фазы. Можно ожидать, что такая связь существует с температурой газовой фазы, близко расположенной или смыкающейся с поверхностью горения.

Отличие полученных результатов от данных термопар объясняется избирательностью термозумового метода, позволяющего измерять температуру непосредственно к-фазы даже в условиях вспененного слоя за счет различия в электрофизических свойствах газа и к-фазы. Термопары регистрируют «кажущуюся» температуру поверхности, растущую с давлением вследствие роста температуры газовых включений и сокращения протяженности дымогазовой зоны.

Поступила в редакцию 17/II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Иващенко, В. М. Зенченко. ФГВ, 1979, 15, 1.
2. А. П. Денисюк, А. Д. Марголин и др. ФГВ, 1977, 13, 4.
3. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3.

УДК 536.655.532.80714

ВЛИЯНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОСТИ НА ГОРЕНИЕ ЖИДКИХ ВЕЩЕСТВ

А. И. Васильев, И. И. Храмов
(Горький)

Развитие молекулярной физики и физики жидких состояний позволяет оценить процесс горения при ламинарном и переходном режиме с точки зрения устойчивости виртуальных изменений плотности и существования метастабильных состояний, проникающих в область конкурирующей фазы. Известна точка зрения ряда исследо-

вателей [4, 2], которая заключается в том, что пламя нагревает жидкость лишь по линии насыщения и при этих условиях испаряется. Однако отмечается, что повышение начальной температуры жидкости ведет к возрастанию скорости горения.

При использовании жидких ВВ очень важно за короткий промежуток времени увеличить скорость горения. Для этого предлагается перегревать жидкость, переводя ее в метастабильное состояние, вплоть до предельных температур. Существование метастабильной фазы обусловлено затруднением возникновения жизнеспособных зародышей новой фазы.

Поскольку при горении теплоподвод к жидкости осуществляется помимо теплопередающей стенки, то создаются идеальные условия для гетерофазных флуктуаций в жидкости. Вероятность самопроизвольного образования паровых пузырьков резко изменяется с увеличением их размера. В [3] рассмотрены вопросы о достижимом нагреве жидкости с точки зрения частоты появления в ней жизнеспособных зародышей паровой фазы. Расчет предельных перегревов, согласно методике В. П. Скрипова, есть не что иное, как расчет спинодали или крайнего положения метастабильных состояний.

Предельные перегревы при нормальных условиях для этилового спирта ($T_{кр} = 351,5$ К) и ацетона ($T_{кр} = 329$ К) соответственно равны 471,25 и 453,95 К, т. е. область метастабильности достаточно широка. Уравнение спинодали можно записать следующим образом:

$$T = \frac{p - p_0}{p_{кр} - p_0} (T_{кр} - T_{пр}) + T_{пр}, \quad (4)$$

где p , T — текущие координаты температур и давлений; $T_{пр}$ — предельная температура перегрева; $T_{кр}$ — критическая температура; p_0 — атмосферное давление.

Для перевода жидкости в перегретое состояние изготовлена установка, состоящая из сосудов различных диаметров, с системой измерения распределения температур, и воздуходувки, располагаемой на различных высотах. Диаметр сосудов изменялся от 0,049 до 0,100 м с целью определения влияния поверхности на перегревы горящей жидкости и скорость испарения. Описанные ниже опыты относятся к диаметру 0,049 м.

В метастабильное состояние жидкость переводилась путем воздействия воздушным потоком на горящую поверхность. Оптимальное расстояние воздуходувки от горячей поверхности — 90 мм, скорость потока 1 м/с. Полученные перегревы реальны для данных условий.

Эксперимент проводился в следующем порядке. Включалась воздуходувка, устанавливаемая под углом, способствующим устранению волн на поверхности и значительной кривизны. Для определения скорости горения термопара помещалась со стороны дна сосуда. Данное положение позволяло устранить приток тепла от пламени. Распределение температур измерялось на глубину до 10 мм (с шагом 0,01 мм). После установки термопары на заданную глубину жидкость поджигалась и определялось время выхода термопары из жидкости. Время выхода помимо оптических измерений фиксировалось по скачкообразному увеличению температуры. Точность измерения температуры равна $\pm 10^\circ\text{C}$. Для спирта и ацетона, которые выбраны в качестве модельных жидкостей, при диаметре зеркала $d = 0,049$ м скорость горения равна $0,8 \cdot 10^{-5}$ и $0,4 \cdot 10^{-5}$ м/с соответственно. Система перемещения, основанная на микрометре, позволяла проверять распределение температур с изменением уровня горячей жидкости. Таким образом, получены экспериментальные перегревы горящего слоя жидкости выше температуры насыщения (рис. 1).

Для теоретического описания распределения температур в жидкости будем считать, что теплообмен в поверхностном слое осуществляется за счет турбулентного

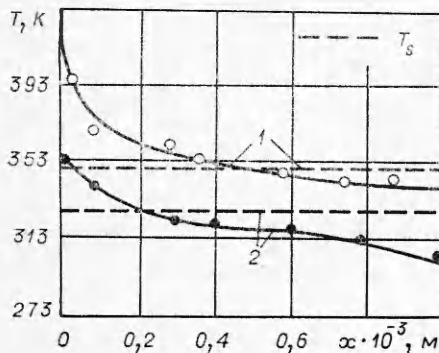


Рис. 1. Перегрев поверхности горящей жидкости по отношению к температуре насыщения.
1 — спирт; 2 — ацетон.

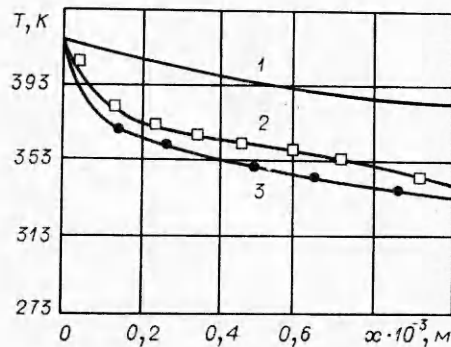


Рис. 2. Сравнение температуры поверхности горящей жидкости.
1 — $T_{пр}$, рассчитанная по диффузионной модели [6]; 2 — экспериментальные результаты; 3 — предлагаемая модель [11].

теплообмена [4]. Следуя теории турбулентного переноса тепла, запишем уравнение для теплового потока

$$q = -\lambda(1 + \varepsilon_q/a) \cdot dT/dx, \quad (2)$$

где T — температура жидкости; λ — коэффициент теплопроводности; ε_q — коэффициент турбулентного обмена тепла; a — коэффициент температуропроводности. Определим ε_q через длину пути перемешивания. Поскольку теплообмен при естественной конвекции в основном зависит от градиента температур, определим длину пути смешения аналогично теории Кармана [4]:

$$l = x \left| \frac{dT/dr}{d^2T/dr^2} \right|, \quad (3)$$

где x — безразмерный коэффициент; r — расстояние.

Запишем выражение для коэффициента турбулентного обмена [5] с учетом (3)

$$\varepsilon_q = \frac{xq_0}{c_p \rho T_\infty^2} \left(\frac{dT}{dr} \right)^3 \frac{1}{(d^2T/dr^2)^2}, \quad (4)$$

где $q_0 = \lambda/\Delta \cdot (T_n - T_\Delta)$ — тепловой поток; Δ — толщина перегретого слоя; T_n — температура поверхности; T_Δ — температура жидкости на глубине; c_p — теплоемкость жидкости при постоянном давлении; ρ — плотность жидкости; T_∞ — температура холодной жидкости.

Запишем уравнение энергии для стационарного процесса

$$\rho c_p u \cdot \partial T / \partial x = \partial q / \partial x. \quad (5)$$

Здесь u — скорость горения; q — тепловой поток, определяемый формулой (2). Граничные условия:

$$\text{при } x=0 \quad \lambda = \partial T / \partial x = q_0, \quad T = T_n. \quad (5')$$

Введем безразмерные переменные: $\eta = x/\Delta$, $\Theta = (T - T_\infty)/(T_n - T_\Delta)$, $\bar{u} = u/u_0$. Тогда уравнение (5) с учетом (2) — (4) примет вид

$$\varepsilon_1 \cdot \bar{u} \frac{d\Theta}{d\eta} = \frac{d}{d\eta} \left[\left(1 + \varepsilon^2 \frac{\Theta'^2}{\Theta'^2} \right) \Theta' \right], \quad (6)$$

где $\varepsilon_1 = u_0 \Delta c_p \rho / \lambda$; $\varepsilon = (T_n - T_\Delta) / T_\infty$. Величина $\varepsilon_1 \ll 1$, поэтому в первом приближении членом, стоящим в левой части уравнения (6), можно пренебречь. Тогда

$$\Theta' \left(1 + \varepsilon^2 \frac{\Theta'^2}{\Theta'^2} \right) = c_1, \quad (7)$$

где c_1 — произвольная постоянная интегрирования. Из условия $\varepsilon_q \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 0$ получаем $c_1 = 1$, из (7) — уравнение распространения тепла

$$\Theta' \left(1 + \varepsilon^2 \frac{\Theta'^2}{\Theta'^2} \right) = 1. \quad (8)$$

Граничные условия в новых переменных принимают вид

$$\Theta|_{\eta=0} = 1; \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} = 1. \quad (9)$$

Пренебрегая молекулярной теплопроводностью, найдем решение уравнения (8) с учетом граничных условий (9)

$$\Theta = 1 - 1/\varepsilon \cdot \ln(1 + \varepsilon \eta). \quad (10)$$

Переходя к исходным переменным в формуле (10), получим

$$T = T_n - T_\Delta - T_\infty \left\{ 1 + \ln \left[1 + \frac{x(T_n - T_0)}{\Delta T_\infty} \right] \right\}. \quad (11)$$

Подставляя экспериментальные результаты T_n и T_Δ , находим распределение температур по толщине перегретого слоя жидкости. На рис. 2 приведены сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными по предлагаемой модели и модели диффузионного горения [6].

Таким образом, анализируя теоретические и экспериментальные результаты, можно отметить, что при горении жидких веществ поверхностный слой может находиться в перегретом метастабильном состоянии. Активное испарение происходит при достижении жидкостью предельной температуры перегрева — спинодали. Важную роль при горении играет коэффициент турбулентного обмена.

Поступила в редакцию 20/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. Чанин, Фигт. РТК. 1977, 15, 3, 71.
3. В. П. Скрипов. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
4. Е. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М.: Физматгиз, 1974.
5. Теория тепломассообмена/Под ред. А. И. Леонтьева. М.: Высшая школа, 1979.
6. Основы практической теории горения/Под ред. Я. Б. Зельдовича. Л.: Энергия, 1973.

УДК 534.222.2

О КРИТИЧЕСКОМ ДИАМЕТРЕ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ В СВЯЗИ С ВОЗМОЖНОСТЬЮ ИХ РАЗЛОЖЕНИЯ В УДАРНОМ СКАЧКЕ

В. С. Трофимов
(Черноголовка)

В [1] развиты представления о пределе распространения стационарной детонации, по которым ее критический диаметр определяется начальной скоростью реакции на пересечении ударного фронта с границей заряда. При этом считалось, что в ударном скачке ВВ не разлагается. Однако существует предположение [2], что в ударном скачке возможно частичное разложение ВВ, и в пользу этого говорят результаты работы [3]. Данное обстоятельство позволяет усовершенствовать полумпирическую теорию [1], несколько видоизменив расчетные формулы и улучшив их обоснование. Это и сделано в настоящей работе.

Рассмотрим выведенное в [1] уравнение ударного фронта стационарной детонации, представив его в виде:

$$\frac{dr}{d\psi} = \frac{v_0 v j^2 \left(\frac{d\chi}{d\psi} - \frac{(j_3^2 - j^2)}{v j_3^2 j^2} \cdot \frac{dp}{d\psi} \cdot \operatorname{ctg}(\psi + \chi) \right)}{D \left(\frac{\dot{v}}{v} - \frac{v j \sin \chi}{r} - \frac{(j_3^2 - j^2)}{j_3^2} \cdot \frac{v j}{R} \cdot \operatorname{ctg}(\psi + \chi) \right)}, \quad (1)$$

где r — радиальная координата (см. рисунок)¹; ψ — угол наклона фронта; v_0, v — соответственно удельный объем до и после ударного сжатия; D — скорость детонации; χ — угол поворота потока во фронте; j — плотность потока за фронтом; $j_3 = c/v$; c — замороженная скорость звука в ударно-сжатом веществе; p — давление; \dot{v} — скорость роста удельного объема при разложении ВВ в случае $p = \text{const}$ [3]; R — начальный радиус кривизны линии тока, если она поворачивает к оси заряда (как на рисунке), то $R > 0$, в противном случае $R < 0$. Величины $v, \chi, j, c, p, \dot{v}$ можно считать функциями ψ и D [1, 4].

В [5] показано, что у границы заряда $j = j_3$. Здесь из (1) следует равенство

$$\frac{dr}{d\psi} = \frac{v_0 c^{*2} \left(\frac{d\chi}{d\psi} \right)^* r}{D (r v^* \leftarrow v^* c^* \sin \chi^*)}, \quad (2)$$

где величины со звездочкой относятся к звуковой точке ударной поляры (где $j = j_3$) и зависят только от D . Так как всегда $dr/d\psi > 0$, в правой части (2) числитель и знаменатель должны быть одного знака. В отсутствие разложения в ударном скачке, как правило, $(d\chi/d\psi)^* \leq 0$ [4], поэтому

$$d = 2r \leq 2v^* c^* \sin \chi^* / \dot{v}^*, \quad (3)$$

т. е. диаметр заряда d , допускающий стационарную детонацию, оказывается ограниченным сверху. Это противоречит обычному опыту.

Есть два пути разрешения данного противоречия. Во-первых, можно допустить, что при больших d детонация действительно нестационарна, но соответствующие пульсации ударного фронта у твердых ВВ столь малы, что обычно не заметны (в отличие от жидких ВВ [6]). Во-вторых, можно предположить, что твердые ВВ имеют

¹ На рисунке линии: Ф — Ф — ударный фронт, О — О — ось заряда, Л — Л — линия тока.