

мических реакций с компонентами жидкой фазы, что приводит к подержанию процесса детонации. Отделение пузырька газа от алюминия слоем жидкости затрудняет перенос тепла. Это вызывает уменьшение чувствительности смеси и падение взрывных параметров.

Поступила в редакцию 11/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Cook. *Ind. Eng. Chem.*, 1968, 60, 7.
2. A. Maranda, J. Nowaczewski et al. *J. Techn. Phys.*, 1979, 20, 3.
3. R. V. Robinson. *Canad. Mining Metallurg.*, 1969, 10.
4. A. Maranda, J. Nowaczewski et al. *J. Techn. Phys.*, 1979, 20, 1.
5. C. H. Johansson, P. A. Persson. *Detonics of high explosives*. Stockholm, SDRF, 1970.

УДК 534.2.222

О ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕПЕРЕМЕШАНЫМИ ФАЗАМИ

В. М. Гендугов

(Москва)

Детонация в гетерогенных системах с предварительно перемешанными фазами может распространяться в трубах, заполненных газообразным окислителем, внутренняя поверхность которых покрыта пленкой жидкого топлива [1—5]. Наличие за фронтом детонационной волны ударных и касательных разрывов усложняет течение. Однако в агрессивных гетерогенных системах разрывы ослаблены и при изучении процесса их можно не учитывать [6]. В этом случае течение непрерывно, процесс образования реагирующей смеси — определяющий в распространении детонации.

В [7] показано, что для пленок, устойчивых к воздействию фронта волны, испарение с поверхности жидкого топлива — единственный процесс, определяющий образование парогазовой реагирующей смеси. С достаточной полнотой описывает волну детонации в данном случае видоизмененная модель Зельдовича — Неймана — Деринга, в которой неоднородная зона реакции находится между фронтом детонационной волны и плоскостью Чепмена — Жуге.

Главная трудность, стоящая при разработке теории детонации в рамках принятой модели, заключается в определении условия, замыкающего уравнения на детонационной волне. В работах [8, 9] при исследовании детонации в системах с очень тонкой пленкой предложено помещать плоскость Чепмена — Жуге в точку полного испарения топлива с поверхности трубы. Процессы в системах с избытком горючего рассмотрены в [10, 11]. Авторами сформулировано следующее условие, замыкающее уравнения сохранения: величина тепловыделения в зоне реакции на единицу массы окислителя не зависит от состава продуктов и равна соответствующей величине для гомогенной детонации стехиометрического состава.

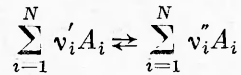
В отличие от моделей, рассмотренных в [9—11], в данной работе уравнения сохранения на волне гетерогенной детонации замыкаются условием баланса потоков энергии на плоскости Чепмена — Жуге [12]. Исследование ограничено детонацией в системах с «толстой» пленкой, когда в точке расположения плоскости Чепмена — Жуге на стенках трубы имеется топливо.

Рассмотрим бесконечную трубу постоянного поперечного сечения с площадью S и периметром L , k -я доля внутренней поверхности кото-

рой покрыта пленкой жидкого топлива. Труба заполнена покоящейся смесью газов плотностью ρ_0 при температуре T_0 и давлении p_0 . Массовая концентрация окислителя — c_1 .

Пусть в трубе перемещается стационарная детонационная волна. Для определения ее скорости U_s требуется совместно решить уравнения сохранения на детонационной волне, записанные с учетом конечной протяженности зоны между фронтом волны и плоскостью Чепмена — Жуге, горения и диссипации энергии в этой зоне, а также условия баланса потоков энергии на плоскости. При этом основные физико-химические процессы протекают в пристеночной области указанной зоны.

Будем полагать, что смесь газов на плоскости Чепмена — Жуге подчиняется уравнению состояния калорически совершенного газа; одноступенчатая реакция вида



протекает на поверхности диффузионного пламени в турбулентном пограничном слое за фронтом волны детонации (ν'_i, ν''_i — стехиометрические коэффициенты компонента A_i , участвующего в реакции в качестве реагента и продукта); в зоне между фронтом волны и плоскостью Чепмена — Жуге у стенок трубы справедливы приближения пограничного слоя.

В системе координат, связанной с фронтом волны, движение стационарно и интегральные уравнения сохранения с учетом трения, испарения, горения и потери тепла приводятся к виду

$$\rho_* a_* = \rho_0 U_s + \frac{k}{d} \int_0^l (\rho v)_w dx, \quad (1)$$

$$\frac{\gamma_* + 1}{\gamma_*} \rho_* a_*^2 = p_0 + \rho_0 U_s^2 \frac{k}{d} \int_0^l \left((\rho v)_w U_s + \frac{\tau}{k} \right) dx, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\gamma_* + 1}{2(\gamma_* - 1)} \rho_* a_*^3 = & \rho_0 U_s \left(\frac{a_0^2}{\gamma_0 - 1} + \frac{U_s^2}{2} \right) + \frac{k}{d} \left(\frac{a_w^2}{\gamma_0 - 1} + \frac{U_s^2}{2} \right) \int_0^l (\rho v)_w dx - \\ & - \frac{1}{d} \int_0^l (q - U_s \tau) dx + \frac{k}{d} m_N (\nu_N'' - \nu_N') \Delta H \int_0^l \omega dx. \end{aligned} \quad (3)$$

Условие баланса потоков энергии на плоскости Чепмена — Жуге для «толстых» пленок имеет вид [12]

$$\begin{aligned} km_N (\nu_N' - \nu_N'') \Delta H \omega = & q - \left(\frac{\gamma_*}{\gamma_* - 1} \frac{a_*}{U_s} - 1 \right) \tau U_s - \\ & - k (\rho v)_w U_s^2 \left[\frac{\gamma_* + 1}{2(\gamma_* - 1)} \left(\frac{a_*}{U_s} \right)^2 - \frac{\gamma_*}{\gamma_* - 1} \frac{a}{U_s} + \frac{1}{2} + \frac{a_w^2}{(\gamma_0 - 1) U_s^2} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь a — скорость звука; l — протяженность зоны реакции; m_i — молекулярная масса i -го компонента; γ — показатель адиабаты; ρ — плотность; ΔH — теплота сгорания на единицу массы топлива; ω — скорость реакции на поверхности диффузионного пламени; $(\rho v)_w$ — поток топлива, испаряющегося с единицы поверхности пленки за фронтом детонационной волны; $d = S/L$; $\tau = k\tau_w + (1-k)\tau_c$; $q = kq_w + (1-k)q_c$; τ_w, τ_c — напряжения трения на поверхности жидкой пленки и сухой поверхности трубы; q_w, q_c — потоки тепла к поверхности пленки топлива и сухой поверхности трубы; $1, N$ — индексы окислителя и топлива; $0, s, *, w, c$ — индексы газодинамических величин перед фронтом волны, на плоскости Чепмена — Жуге, поверхности пленки и сухой поверхности трубы.

В уравнениях (1)–(4) пренебрегается изменением площади поперечного сечения трубы, обусловленного испарением топлива. Члены, определяющие приток массы, импульса и энергии, находятся из теории турбулентного пограничного слоя за ударной волной [13], а скорость реакции на поверхности диффузионного пламени в турбулентном пограничном слое определяется выражением [14]

$$\omega = \frac{(\mu + \varepsilon) \Phi_N c_1 (1 + \Phi_N c_1)^{14}}{m_N (v'_N - v''_N) \delta \left[(1 + \Phi_N c_1)^{14} + \left(\frac{d\delta}{dx} \right)^2 \right]^{0,5}}, \quad (5)$$

где $\Phi_N = \frac{m_N (v''_N - v'_N)}{m_1 (v'_1 - v''_1)}$ — стехиометрическое массовое отношение топлива к окислителю; ε — турбулентная вязкость; μ — молекулярная вязкость; δ — толщина пограничного слоя;

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{\rho_s \tau_{1,2}}{0,317 \rho_0^2 U_s^2 (1 - \rho_0/\rho_s)}. \quad (6)$$

Исходные уравнения вместе с (5), (6) образуют замкнутую систему, если задан показатель адиабаты на плоскости Чепмена — Жуге и коэффициент турбулентной вязкости на поверхности диффузионного пламени.

В отличие от молекулярной турбулентная вязкость характеризует не физические свойства газа, а статистические свойства пульсационного движения. Поэтому единственно возможный путь определения коэффициента турбулентной вязкости на поверхности диффузионного пламени в пограничном слое заключается пока в обобщении на этот случай известных полуэмпирических соотношений. Для мелкомасштабной турбулентности и больших чисел Рейнольдса, имеющих место в пограничном слое, установлено [15], что отношение коэффициентов турбулентного и ламинарного переноса равно квадрату отношений скоростей турбулентного и ламинарного горения. Поскольку отношение скоростей горения в соответствии с экспериментальными данными [15] пропорционально скорости потока, набегающего на фронт пламени, можно заключить, что отношение коэффициентов переноса на поверхности диффузионного пламени пропорционально квадрату скорости основного потока или в силу соотношений на фронте волны детонации пропорционально давлению за фронтом, т. е.

$$\varepsilon/\mu_0 \sim p_s/p_0. \quad (7)$$

Для определения скорости детонации принимается линейная связь в (7)

$$\varepsilon/\mu_0 = C \cdot p_s/p_0.$$

Показатель адиабаты γ_* и коэффициент C полагаются постоянными, не зависящими от условий эксперимента.

Константы $\gamma_* = 1,17$ и $C = 22$ найдены из условия совпадения теоретических и экспериментальных скоростей распространения гетерогенной детонации в квадратной трубе размером 4×4 см², когда $k = 0,25$ и $k = 0,5$. Окислитель — кислород, топливо — гексадекан. Начальные условия комнатные.

Ниже приведены результаты расчета числа Маха M_s и протяженности зоны реакции l/d детонации в гетерогенных системах в зависимости от доли поверхности трубы, смоченной топливом k . Фазы системы: жидкий гексадекан и газообразный кислород; начальные условия: $T = 290$ К; $p = 10^5$ Па, характерный размер трубы $d = 0,01$ м.

k	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
M_s	3,15	3,50	3,80	4,25	4,55	4,80	5,05	5,3	5,60
l/d	33,6	30,7	28	23,8	22	20,3	19,1	17,1	15,1

Скорость волны, рассчитанная по приведенной модели, в разумных пределах совпадает с экспериментальными данными, качественно верно

отражая зависимость ее от доли поверхности трубы, смоченной топливом, включая и существование предела распространения детонации.

Протяженность зоны детонации возрастает с уменьшением k и на несколько порядков превышает протяженность зоны реакции гомогенной детонации в соответствующей парогазовой смеси. При этом толщина пограничного слоя нарастает. Однако оценка удвоенной толщины пограничного слоя, проведенная по формуле (6), показывает, что в точке расположения плоскости Чепмена — Жуге пограничные слои не смыкаются. Скорость распространения детонации меньше скорости детонации в гомогенной смеси соответствующего состава. Причина заключается в неполном сгорании топлива, испарившегося с поверхности пленки, в относительно больших потерях в зоне волны гетерогенной детонации и диссоциации продуктов реакции в окрестности поверхности диффузионного пламени. Последнее утверждение, по-видимому, косвенно подтверждается малым значением показателя адиабаты γ_* .

Поступила в редакцию 21/V 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. M. R. Loison. Comptes Rendus, 1952. 234, 15.
2. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 162, 4.
3. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
4. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
5. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 3.
6. П. И. Зверев, В. М. Гендугов, Н. И. Зверев. ФГВ, 1975, 11, 6.
7. В. М. Гендугов. ФГВ, 1978, 14, 4.
8. К. Регланд, И. А. Николас. РТК, 1969, 7, 5.
9. C. Rao, M. Sichel, I. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1972, 6, 5.
10. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
11. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1975, 4.
12. В. М. Гендугов. ФГВ, 1979, 15, 5.
13. В. М. Гендугов. ФГВ, 1978, 14, 2.
14. В. М. Гендугов. ФГВ, 1979, 15, 2.
15. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1974.

УДК 662.215.1+621.726

УЧЕТ ПЛАВЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ДЕТОНАЦИОННОМ НАПЫЛЕНИИ

Е. И. Карпиловский
(Москва)

Экспериментально установлено [1, 2], что качественное покрытие образуют только частицы, вступающие в контакт с подложкой в расплавленном состоянии. Это связано с тем, что, хотя на выходе из ствола частицы имеют большую скорость, они сильно тормозятся отраженной ударной волной, располагающейся вблизи поверхности папыляемого материала, и их кинетической энергии недостаточно для преодоления прочностных характеристик металлов и образования прочного сцепления с подложкой.

В связи с этим весьма актуальным становится вопрос о механизме плавления твердых частиц в стволе детонационной установки и характерных параметрах, его определяющих.

В данной работе задача об истечении смеси твердых частиц с продуктами детонации из ствола детонационной установки решалась в постановке [3] с той разницей, что учитывался процесс плавления частиц. При этом считалось, что частицы начинают плавиться лишь после полного прогрета до температуры плавления и процесс плавления начинается на поверхности и распространяется в глубь частицы.

Для оценки степени плавления вводится радиус нерасплавленной зоны r , который может изменяться от начального r_0 до $0,2 r_0$. Вести численный расчет до $r = 0$ нельзя ввиду расходимости правой части дифференциальных уравнений. Поэтому считалось, что все частицы, радиус нерасплавленной зоны которых становится равным $0,2 r_0$, полностью расплавлены.