

недосжатыми. Существование псевдонедосжатой детонации в конденсированных ВВ убедительно показано в работе [13].

В порядке уточнения изложенного выше укажем, что под тепловыделением в зоне реакции всюду понималась разность теплот образования смеси исходного и текущего состава. При этом отмечавшиеся совпадения точки звукового перехода с максимумом удельного тепловыделения (на единицу массы вступившего в реакцию вещества) являются приближенными, так как в условиях задачи газовый поток подвергается не только тепловому, но также расходу и импульсному воздействию со стороны к-фазы.

Подведем итоги проведенного исследования.

При гетерогенной детонации в гептано- и водородокислородной смеси реализуемы режимы псевдонедосжатой детонации с конечным состоянием продуктов в стационарной зоне, лежащим на равновесной адиабате Гюгонио ниже точки касания. Необходимый фактор существования таких детонаций (в случае гептано-кислородной смеси он достаточный) — переобогащение исходной среды к-фазой по сравнению со смесью максимального теплового эффекта. Наилучшие возможности для осуществления этих режимов появляются, если импульсное воздействие испаренной к-фазы на поток мало, что можно достичь, изменяя диаметр капели или используя смесь с резко различающимися по размерам фракциями капели.

Поступила в редакцию 6/XII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3.
2. А. В. Пинаев. ФГВ, 1978, 14, 1.
3. С. А. Губин, А. А. Борисов и др. Там же.
4. Б. Е. Гельфанд. — В кн.: Детонация. Черноголовка, 1977.
5. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
6. Д. В. Воронин. ФГВ, 1982, 20, 4.
7. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
8. P. L. Lu, N. S. Slagg c. a. Acta Astron., 1979, 6, 815.
9. R. A. Strahlow c. a. AIAA J., 1969, 7, 2—3.
10. Д. Л. Воронин. — В кн.: Динамика многофазных сред. Новосибирск, 1984.
11. С. Ламбарайе, Л. Комбе. — В кн.: Детонация и двухфазное течение. М.: 1966.
12. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
13. Э. В. Альтшулер, В. В. Балалаев, Г. С. Дорони и др. ПМТФ, 1982, 1.

ПЕРЕГРЕТАЯ ДЕТОНАЦИЯ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

В. И. Таржанов
(Москва)

Известно несколько детонационных процессов, различающихся природой энерговыведения. Так, кроме химической детонации [1—3] газообразных и конденсированных ВВ обнаружена световая детонация [4] — распространяющийся оптический пробой газа, исследуется ядерная детонация [5].

В данной работе рассматривается перегрев химической детонационной волны, результатом которого в зависимости от его источника являются гибридные детонационные процессы, например, светохимическая или электрохимическая детонация.

Схемы получения перегретой детонации показаны на рис. 1. Если после инициирования прозрачного конденсированного ВВ лазерным взрывом металлической пленки 2 [6, 7] продолжить подачу световой энергии, то поглощение ее будет осуществляться в узкой зоне вблизи фронта волны, реализуя ее перегрев. Возможен также электрический

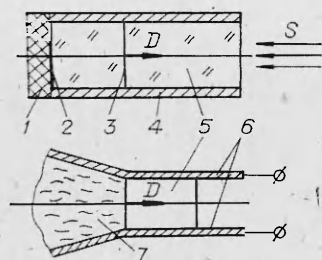


Рис. 1. Схема получения перегретой детонации.

1 — подложка (диэлектрик); 2 — металлическая пленка; 3 — положение фронта детонации в ВВ после его инициирования; 4 — корпус; 5 — ВВ; 6 — электроды; 7 — ПД.

перегрев детонации ВВ между электродами 6, находящимися под высоким напряжением в малоиндуктивной цепи сильноточного источника. Оценка глубины зоны линейного оптического поглощения в нитрометане и составе В при использовании данных [8] по электропроводности продуктов детонации (1 и 10 Ом⁻¹·см⁻¹) дает значения (30 и 3 мкм), меньшие ширины зоны химической реакции.

Стационарная перегретая детонационная волна может быть рассмотрена с использованием подходов [1, 2, 4]. В предположении постоянства плотности мощности S перегрева (см. рис. 1) уравнения сохранения потоков массы, импульса и энергии при пренебрежении шириной зон химической реакции и поглощения энергии перегрева, а также начальным давлением в ВВ и его внутренней энергией приводят к выражениям

$$D^2 = V_0^2 \frac{p}{V_0 - V}, \quad u^2 = (V_0 - V) p,$$

$$\varepsilon - Q - S/\rho_0 D = 1/2 \cdot p(V_0 - V).$$

Здесь D и u — волновая и массовая скорости; p и ε — давление и внутренняя энергия за фронтом; V_0 и V — начальный и конечный удельные объемы вещества; $Q = \text{const}(S)$ — удельное химическое энерговыделение ВВ.

При использовании уравнения состояния $\varepsilon = pV/(k-1)$ для газов (k — показатель политропы), широко применяемого и для продуктов детонации (ПД) конденсированных ВВ [1, 2], достаточно просто записывается адиабата Гюгонио продуктов перегретой детонации:

$$p \left[p \left(\frac{k+1}{k-1} \eta - 1 \right) - 2\rho_0 Q \right]^2 = 4\rho_0 S (1 - \eta),$$

где $\eta = V/V_0 = \rho_0/\rho$ — величина, обратная сжатию. При введении безразмерных давления P и плотности мощности перегрева Ω

$$P = \frac{p}{p_{\text{хим}}} - \frac{p}{2\rho_0 Q(k-1)}, \quad \Omega = \frac{S}{W_{\text{хим}}} = \frac{S}{\rho_0 Q \sqrt{2(k^2-1)Q}}$$

адиабата Гюгонио примет вид

$$P \left[P(k-1) \left(\frac{k+1}{k-1} \eta - 1 \right) - 1 \right]^2 = (k+1)(1-\eta)\Omega.$$

Ее ход при $k=3$ для нескольких Ω дан на рис. 2: отличие от адиабаты продуктов химической детонации состоит в том, что ниже точки Жуге есть участок с отрицательной второй производной $\frac{\partial^2 P}{\partial \eta^2}$, как в случае световой детонации [4]. Опираясь на исследования химической и световой детонаций, можно утверждать, что возможны лишь нормальные ($D = u + c$) перегретые волны. Режим пересжатия излучением или током в рамках принятых допущений не осуществляется.

Условия на фронте перегретой детонационной волны получаются при использовании касания адиабаты прямой Михельсона

$$\frac{\partial P}{\partial \eta} = - \frac{P}{1-\eta}.$$

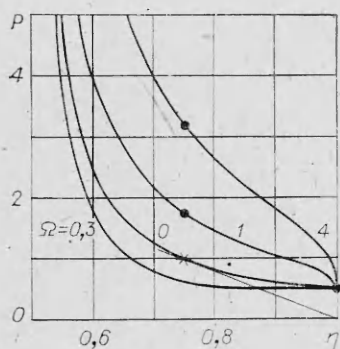


Рис. 2. Адиабаты Гюгонио продуктов перегретой (охлаждаемой) детонации ($Q = \text{const}$); * — точка Жуге.

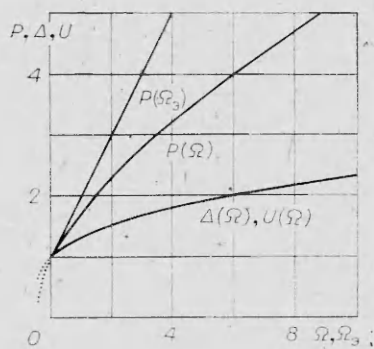


Рис. 3. Параметры в точке Жуге в зависимости от Ω ($Q = \text{const}$).

В точке Жуге $\eta = k/(k+1)$, а P находится из уравнения

$$P^3 - 2P^2 + P - \Omega^2 = 0.$$

Для безразмерных скорости $\Delta = D/D_{\text{хим}}$ перегретой волны и массовой скорости $U = u/u_{\text{хим}}$ справедливы зависимости

$$\Delta(\Omega) = U(\Omega) = P^{1/2}(\Omega),$$

показанные на рис. 3 вместе с $P(\Omega)$.

В случае, когда источник перегрева характеризуется постоянством вводимой в ВВ удельной энергии Q_n , а не плотности мощности, под безразмерным перегревом целесообразно понимать отношение удельных энергий в перегретой и обычной волнах $\Omega_0 = Q_n/Q$. При этом адиабата Гюгонио приобретает обычный «химический» вид

$$P = \frac{1 + \Omega_0}{(k-1) \left(\frac{k+1}{k-1} \eta - 1 \right)},$$

а в точке Жуге

$$P(\Omega_0) = 1 + \Omega_0, \Delta = U = \sqrt{1 + \Omega_0}.$$

Эти соотношения следуют формально и из «мощностного» рассмотрения, так как в нашем случае $S \propto D$, причем характерно, что энергия перегрева распределена равномерно в пространстве перед фронтом и захватывается им так же, как химическая энергия.

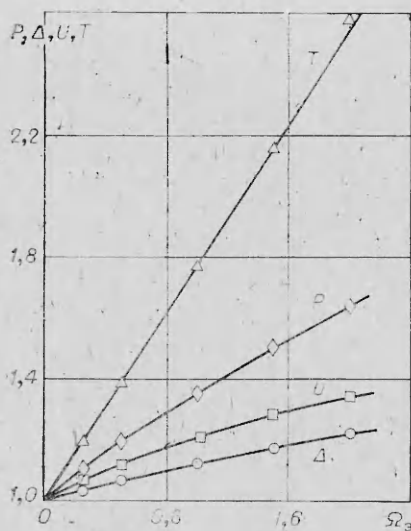
Указанный подход пригоден для оценок энергии перегрева и с «мощностными» источниками. При этом $\Omega_0 = \frac{S/\rho_0 D}{u}$, а связь между Ω_0 и Ω имеет вид

$$\Omega_0 = \Omega \cdot \sqrt{2(k^2 - 1)Q/D}.$$

Рассмотрение, аналогичное проведенному, возможно для «охлаждаемой» детонации заменой знака перед членом $S/\rho_0 D$ в уравнении энергии. Соответствующие ветви $P(\Omega)$ и $P(\Omega_0)$ показаны на рис. 3.

Учет возможной переменности химического энерговыделения ВВ совершенно необходим при рассмотрении перегретой детонации. Действительно, на повышение внешнего энерговода ВВ может «ответить» снижением химического энерговыделения.

Расчет перегретой детонации в гексогене ($\rho_0 = 1,8 \text{ г/см}^3$) до $\Omega_0 = 2$ (см. таблицу) проведен с использованием табличного уравнения состояния ПД [9]. Оно построено на основе экспериментальных данных о свойствах компонентов ПД при высоких давлениях с применением теории свободного объема и позволяет учитывать изменение состава ПД, а следовательно, и химического энерговыделения Q в зависимости от внешних условий, налагаемых на ПД. Значение Q при детонации без перегре-



$Q_{\text{П}} \cdot 10^{-2}$, Дж/г	$p \cdot 10^3$, Па	V , см ³ /2	D , км/с	u , км/с	T , К
0	343	0,426	9,04	2,106	4 030
13,85	380	0,4215	9,37	2,25	4 820
27,70	409	0,420	9,66	2,35	5 570
55,4	464	0,4165	10,16	2,535	7 100
83,1	516	0,414	10,62	2,695	8 690
110,8	564	0,413	11,07	2,823	10 400

Рис. 4. Параметры в точке Жуге в зависимости от Ω_0 (уравнение состояния [9], $Q = \text{var}$).

ва, необходимое для представления данных таблицы в безразмерном виде, является в применяемом уравнении состояния частью внутренней энергии ПД и должно вычисляться отдельно с учетом состава ПД [9] как разность энтальпий образования ВВ и ПД при $p = 10^3$ Па и $T = 293$ К. Таким образом получено $Q = 5540$ Дж/г.

На рис. 4. видно, во-первых, что начальный наклон кривой $P(\Omega_0)$, как и $\Delta(\Omega_0)$ и $U(\Omega_0)$, полученной с приведенным выше уравнением состояния, существенно отличается от наклона $P(\Omega_0)$ с «газовым» уравнением состояния. Во-вторых, зависимость от безразмерной плотности энергии при $Q = \text{var}$ более слабая, чем линейная $P(\Omega_0)$ при $Q = \text{const}$. Последнее свидетельствует о смещении реакций разложения ВВ в сторону продуктов с меньшим объемом и снижении химического энерговыделения при перегреве. Различие же начальных наклонов рассматриваемых кривых, когда перегрев несуществен, на первый взгляд удивительно. Ведь «газовое» уравнение состояния с $k = 3$ неплохо описывает реальные газодинамические процессы с ПВ [2]. Дело здесь в том, что эти процессы адиабатны или изоэнтропийны, т. е. такие, когда определяющий параметр — показатель k . В рассматриваемом же, существенно неадиабатном случае перегретых детонаций при незначительном изменении V в точке Жуге с ростом Ω_0 определяющий параметр — коэффициент Грюнхайзена $\gamma = V \left(\frac{\partial p}{\partial \varepsilon} \right)_V$; в уравнении Зубарева $\gamma < 1$, а в «газовом» уравнении $\gamma = 2$.

Таким образом, проведенное рассмотрение показало, что а) нормальные стационарные перегретые детонационные волны возможны при постоянстве плотности мощности перегрева, так же как при постоянстве удельной энергии перегрева; б) применение «газового» уравнения состояния (с $k = 3$) для описания перегретой детонации в конденсированных ВВ приводит к завышению параметров волн (в $\sim 1,7$ раза по P при $\Omega_0 = 2$); в) предположение о независимости химического энерговыделения ВВ от энергии перегрева приводит также к завышению параметров волн (на 10% по P при $\Omega_0 = 2$), увеличивающемуся по мере усиления перегрева.

В заключение отметим, что перегрев детонационных волн может быть удобным способом исследования уравнения состояния ПД конденсированных ВВ. Специфично здесь то, что вводимая через электронную подсистему вещества энергия носит тепловой характер. Относительно легко реализуются состояния вещества с высокими температурами и небольшими сжатиями (область плотной неидеальной плазмы [10]).

Самостоятельный научный интерес представляет исследование структуры фронта перегретой детонации.

Поступила в редакцию 20/VII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Коминеев. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
2. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
3. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
4. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
5. F. Winterberg. Atomkernenergie Kerntechnik, 1982, 41, 4, 233.
6. А. А. Волкова, А. Д. Зинченко, И. В. Санин и др. ФГВ, 1977, 13, 5.
7. L. C. Gang, V. J. Memchelli. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 11.
8. B. Hayes. Proc. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation. Washington, 1967.
9. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. Докл. АН СССР, 1964, 158, 2.
10. Б. К. Грязнов, Н. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев и др. ЖЭТФ, 1980, 78, 2.

ГЕТЕРОГЕННАЯ (ГАЗ — ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИЯ; ВЛИЯНИЕ ГОРЮЧЕГО В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ ПРИ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ НА ПАРАМЕТРЫ ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк

(Долгопрудный)

В теоретических моделях гетерогенной (газ — пленка) детонации [1—6] предполагается, что в газовой фазе при начальных условиях концентрация паров горючего достаточно мала и ею можно пренебречь. Горючая смесь образуется за фронтом ударной волны за счет теплообмена пленки горючего с ударно-сжатым газом непосредственно за фронтом и реагирующим газом в зоне горения. Поскольку экспериментальные исследования проводятся обычно с использованием высококипящих горючих — тяжелых углеводородов и масел — в диапазоне начальных давлений $p_1 \sim 0,1$ МПа, то сравнение расчетных и экспериментальных значений скоростей, полученных в рамках предположений об отсутствии паров горючего, достаточно корректно. Для таких гетерогенных систем характерна либо независимость скорости распространения от давления окислителя, либо слабое уменьшение ее при снижении p_1 . Однако, как установлено в [7], в гетерогенной системе кислород — *n*-декан, для которой при $T_1 = 293 \div 303$ К давление насыщенных паров составляет $1,3 \div 2,6 \cdot 10^2$ Па (см. таблицу), при снижении давления с 0,05 до 0,02 МПа скорость распространения D увеличивается от 1755 до 1800 м/с.

Цель данной работы — расчет скорости распространения гетерогенной детонации с учетом горючего в газовой фазе при начальных условиях, определение области начальных составов, начиная с которых проявляется влияние паров горючего на параметры гетерогенной детонации, и, наконец, области составов горючей смеси в газовой фазе, когда тепловыделение в пограничном слое за фронтом ударной волны не влияет на параметры гомогенной газовой детонации.

Горючее	T, К				
	273	283	293	303	323
<i>n</i> -Октан	$\frac{2,86}{5 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{5,63}{10^{-1}}$	$\frac{10,5}{2 \cdot 10^{-1}}$	$\frac{14,0}{2,5 \cdot 10^{-1}}$	$\frac{50,4}{0,9}$
<i>n</i> -Нонан	$\frac{0,7}{1,4 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{1,53}{3 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{3,1}{6 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{5,8}{10^{-1}}$	$\frac{18,1}{0,35}$
<i>n</i> -Декан	$\frac{0,17}{4 \cdot 10^{-3}}$	$\frac{0,41}{9 \cdot 10^{-3}}$	$\frac{0,90}{3 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{1,84}{4 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{6,50}{0,14}$

Примечание. Числитель — $v_{г.}$ мм рт. ст., знаменатель — Φ_1 .