

ние ширины каймы может лечь в основу нового метода нахождения коэффициентов диффузии в условиях высоких температур и давлений.

Образование двойного мартеиситного слоя при многократной обработке проце всего рассматривать как результат наложения термических полей последних взрывов. Но не исключен перенос дислокаций и примесей, концентрирующихся в зоне растяжений перед волной прогрева.

Выводы 1. Под давлением взрыва поверхностный слой металла нагревается плазмой до критических температур, но испарение металла невелико вследствие экранирования поверхности парами. **2.** Основной унос металла происходит в конце воздействия из-за вскипания и разбрызгивания расплава при спаде давления.

Поступила в редакцию 6/VII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Ф. Жариков, И. В. Немчинов, М. А. Цикулин. ПМТФ, 1967, 1, 31.
2. Е. Г. Попов, А. А. Провалов, М. А. Цикулин. Докл. АН СССР, 1970, 194, 4, 805.
3. Ю. П. Киселев, Б. Д. Христофоров, М. А. Никулин.— В кн.: Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле. М.: ВАГО, 1977.
4. М. А. Цикулин, Е. Г. Попов. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
5. D. L. Compton, D. M. Cooper. Proc. the Ninth Internat. Shock Tube Symp. Stanford, California, USA, 1973.
6. Е. Г. Попов. Астроном. вестн., 1980, 14, 4, 216.
7. А. Е. Войтенко, В. И. Кирко. ФГВ, 1978, 14, 1, 97.
8. А. Е. Войтенко, В. П. Исаков, Т. М. Соболенко. ТВТ, 1975, 13, 3, 1098.
9. В. И. Кирко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1976, 12, 6, 921.
10. И. В. Губарева, В. И. Кирко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1977, 13, 3, 426.
11. А. Г. Зильберман, К. И. Козорезов. Металловедение и термическая обработка металлов, 1977, 9, 20.
12. В. И. Кирко. ФГВ, 1978, 14, 6, 97.
13. Е. С. Кучеренко, Е. Г. Попов, Н. В. Попова и др. Физика металлов и металловедение, 1979, 47, 6, 1190.
14. Е. Г. Попов, Н. В. Попова, И. П. Федорова. Физико-химическая обработка металлов, 1979, 2, 42.
15. Н. В. Попова, И. П. Федорова, Е. Г. Попов. ФГВ, 1980, 16, 4, 112.
16. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1968.
17. Н. И. Рыкалин, А. А. Углов, А. П. Кокора. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975.
18. В. Е. Фортов, А. П. Дремни, А. А. Леонтьев. ТВТ, 1975, 3, 1072.

ГЕТЕРОГЕННАЯ ДЕТОНАЦИЯ В ЖЕСТКОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

*Г. А. Лямин
(Новосибирск)*

Исследования в ударных трубах процесса детонации в системе газ — пленка (пленка жидкого горючего на стенках трубы — газообразный окислитель в ее объеме) показали, что, несмотря на существенные различия, гетерогенная детонация в такой системе имеет много общих черт с гомогенной детонацией в газах [1—3]. В [4] экспериментально установлена возможность распространения детонации в жесткой пористой среде (кварцевом песке), поры которой заполнены ацетиленокислородной смесью стехиометрического состава. Представляет также интерес исследовать условия возникновения и распространения детонации в пористой среде, состоящей из инертных частиц, поверхность которых смочена пленкой жидкого горючего, а объем пор заполнен газообразным окислителем. В настоящей работе представлены результаты экспериментального изучения гетерогенной детонации такого типа.

В опытах использовали очищенный кварцевый песок, предварительно просеянный через сито. Зерна песка имели размер $150 \div 500$ мкм. Пористость сухого песка составляла 35%, плотность ≈ 1700 кг/м³. Максимальный диаметр пор, определенный по методике, предложенной для огнепреградителей в [5], равнялся 100—120 мкм. (Эта методика основана на измерении давления, при котором через образец, пропитанный смачивающей его жидкостью, начинает проникать газ, что регистрируется по появлению пузырьков.) В качестве горючего применяли предельный углеводород гексадекан $C_{16}H_{34}$ (температура плавления и кипения соответственно 18,8 и 287°C). Низкая упругость насыщенных паров гексадекана при комнатной температуре ($< 10^{-5}$ атм) полностью исключала влияние начальной газовой фазы горючего. Приготовленный для опытов песок смачивали известным количеством гексадекана и тщательно перемешивали до получения однородной смеси. В разных сериях экспериментов объемное содержание горючего α , равное отношению объема горючего к объему смеси, меняли от 0,5 до 16%. Во всех опытах в качестве окислителя использовали кислород.

Распространение зоны реакции в такой среде изучали на трех установках: трубе из оргстекла с внутренним диаметром $d = 8$ мм, длиной $L = 150$ мм; стальной трубе ($d = 20$ мм, $L = 200$ мм); стальном канале квадратного сечения 6×6 мм ($L = 600$ мм). Каналы заполняли песком при усилии набивки $p_n \approx 10 \div 20$ атм. Повышение p_n до 100—200 атм не приводило к дальнейшему уплотнению песка. Перед опытом газ из каналов откачивали и поры заполняли кислородом при $p_0 \leq 60$ атм. Опыты проводили при температуре $22 \pm 1^\circ\text{C}$. Процесс инициировали подрывом манганиновой проволоочки диаметром 0,15 мм от батареи конденсаторов емкостью 2160 мкФ. Напряжение на батарее изменяли от 200 до 600 В.

В экспериментах регистрировали давление и свечение волны химической реакции в нескольких точках вдоль трубы, что позволяло одновременно измерять скорость распространения процесса. В опытах с трубой из оргстекла осуществляли развертку самосвечения процесса на фоторегистратор барабанного типа. Направление движения диска фоторегистратора перпендикулярно оси трубы. Давление измеряли пьезодатчиками, конструкция и тарировка которых описана в [6]. Датчики размещали в стенке капала квадратного сечения и подключали ко входам осциллографов через истоковый повторитель. Интенсивность свечения регистрировали фотоумножителем ФЭУ-31 через прозрачные окна диаметром 1,5 мм, изготовленные в боковых стенках стальной трубы и канала квадратного сечения. Сигналы датчиков давления и фотоумножителя записывали осциллографами С8-12 и ОК-33.

Проведенные эксперименты показали, что в описанной гетерогенной системе возможно возникновение и стационарное распространение процесса горения со скоростью D , значительно превышающей скорость звука в газе, заполняющем поры. Скорость распространения этого процесса не зависит от инициирования, а также от формы и размеров трубы, но зависит от p_0 и α . Величина давления в волне химической реакции недостаточна для деформации скелета твердой фазы песка. По аналогии с [4] это явление можно назвать гетерогенной детонацией в жесткой пористой среде. В обоснование использования этого термина можно указать на сверхзвуковую скорость распространения и повышение давления во фронте волны.

На фоторазвертках самосвечения, включающих начальный участок (место инициирования), видно, что процесс устанавливается на расстоянии 2—3 см и в дальнейшем его скорость практически не меняется. Длина зоны свечения невелика и составляет 5—20 мм (рис. 1).

Зафиксированная в опытах скорость D менялась от 400 до 1050 м/с в зависимости от p_0 и α . Полученные величины $D(p_0)$ для разных α приведены на рис. 2. Как правило, D возрастает с увеличением p_0 и уменьшением α . Некоторое уменьшение скорости детонации с ростом p_0 выше 20 атм при $\alpha = 1\%$ происходит вследствие переобогащения системы окис-

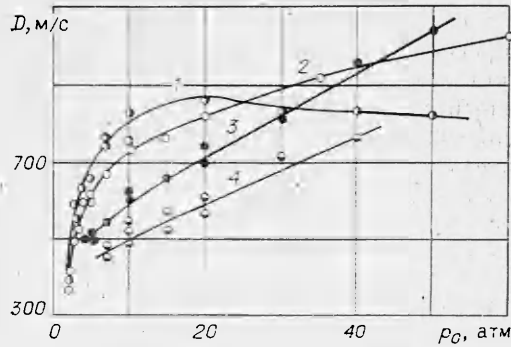
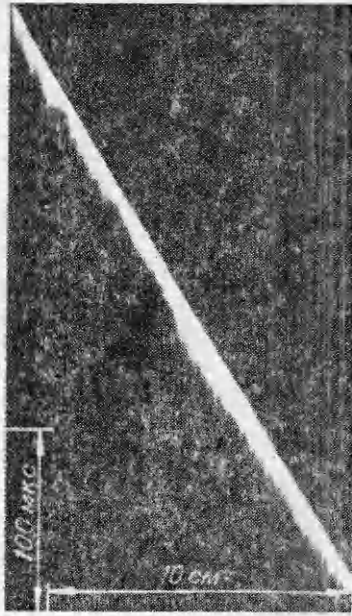


Рис. 2. Экспериментальные зависимости $D(p_0)$.
 α , %: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4.

Рис. 1. Фоторазвертка свечения гетерогенной детонации в пористой среде ($D = 600$ м/с, $p_0 = 5$ атм, $\alpha = 2\%$).

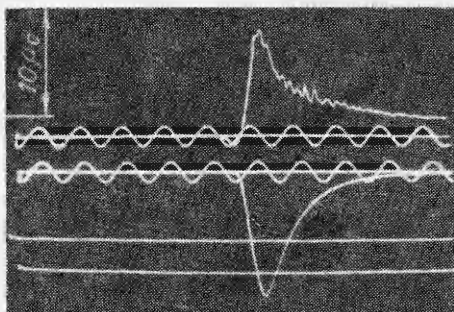
лителем сверх количества, необходимого для наиболее оптимального выгорания горючего в волне детонации. Заметим, что при $\alpha = 1\%$ стехиометрическая концентрация достигается при $p_0 = 55$ атм. Попытки возбудить детонацию в смесях с $\alpha = 0,5$ и 16% в интервале $p_0 = 3 \div 50$ атм оказались безуспешными. Следует отметить, что при $\alpha = 16\%$ в песке наблюдались участки, где поры были полностью или почти полностью заполнены горючим.

При проведении опытов установлено существование нижнего предела детонации по p_0 и найдены значения этих пределов p_0^* для разных α : при $\alpha = 1; 2; 4$ и 8% p_0^* равно соответственно 2; 2; 4 и 7 атм. За величину p_0^* принималось такое давление окислителя, ниже которого детонация не зарегистрирована ни в одном из опытов. Скорость детонации у предела составляла 400—500 м/с.

Профили давления регистрировали при $p_0 \leq 10$ атм. Непосредственно на фронте детонации давление превышает p_0 в 8—12 раз и затем спадает до $(3-4)p_0$ за 20—30 мкс (рис. 3). В дальнейшем падение давления резко замедляется, и в течение последующих 200—300 мкс его уровень превышает начальный примерно в 2—3 раза. Осциллограмма сигналов с датчика давления и фотоумножителя на рис. 3 получена при детонации в канале 6×6 мм. В этом опыте окно для регистрации свечения располагалось строго напротив пьезодатчика. Как следует из осциллограмм, в волне исследуемой детонации фронт давления практически совпадает с фронтом пламени (свечения), т. е. задержка воспламенения здесь не превышает погрешности измерения (≈ 5 мкс). Длительность свечения, зафиксированная на осциллограммах, примерно соответствует величине, наблюдаемой на фоторазвертках, и составляет 20—40 мкс. С ростом p_0 протяженность пика давления и свечения незначительно увеличивается. Например, при росте p_0 от 3 до 20 атм ($\alpha = 2\%$) длина зоны свечения возрастала примерно в 1,5 раза.

При $p_0 < 40$ атм в состоянии твердой фазы (песка) каких-либо видимых изменений не происходило. Однако с повышением p_0 до 40—60 атм песок после опыта изменялся (особенно при $\alpha = 1-2\%$): уменьшался средний размер зерен песка, появлялось большое количество мельчайших частичек размером не более 10 мкм. Этот эффект, вероятно, связан с возрастанием как механического, так и теплового воздействия волны детонации на твердую инертную фазу. Существенную роль при этом должно играть и полное испарение пленки горючего, когда поверхность частиц песка оказывается в прямом контакте с горячими продуктами.

Рис. 3. Характерная осциллограмма давления (верхний луч) и свечения (нижний луч) волны гетерогенной детонации в песке. Период синусоиды 10 мкс; $D = 535$ м/с, $p_0 = 3$ атм, $\alpha = 2\%$.



Особый интерес представляет механизм воспламенения горючего в волне детонации. Относительно низкие скорости и перепады давления во фронте детонационной волны, зарегистрированные в эксперименте, исключают возможность воспламенения системы за счет адиабатического или ударного сжатия окислителя в порах до максимального давления фронта. Так, только химическая задержка воспламенения (период индукции) гексадекана при $T = 830$ К (что соответствует перепаду давления в ударной волне $p/p_0 = 12$) превышает 300 мкс [7]. Учет возможности отражения переднего ударного скачка от поверхности твердой фазы повышает температуру окислителя на фронте до 1200–1300 К. Однако в гетерогенных системах задержка воспламенения определяется не только временем развития химических реакций, но и временем образования способной к воспламенению горючей смеси и, согласно результатам работы [8], превышает 10 мкс при $T \leq 1300$ К.

Таким образом, ударно-волновой механизм не может обеспечить зафиксированное в опытах совпадение фронта пламени и давления. Более вероятно, что в данном случае воспламенение осуществляется за счет проникания струй горячего пламени через поры среды. Такой механизм воспламенения предложен в [4] для объяснения низкоскоростного режима газовой детонации в жесткой пористой среде. Результаты экспериментального изучения распространения газовой детонации в канале периодически меняющейся ширины показали [4] принципиальную возможность конвективного воспламенения в волне детонации. Скорость детонации при таком режиме составляла 400–800 м/с, что неплохо совпадает со скоростью газовой или гетерогенной детонации в пористой среде.

В заключение приведем результаты работы.

Установлено, что в смоченном жидким горючим песке возможно распространение детонационного процесса при относительно низком давлении кислорода в порах. Проведено измерение скорости детонации, профилей давления и свечения детонационной волны для разных концентраций горючего и начального давления кислорода в порах. Найдены нижние пределы (по начальному давлению окислителя) распространения детонации для разных концентраций горючего. Показано, что в исследованных режимах наиболее вероятен механизм струйного воспламенения.

В заключение автор благодарит А. В. Пинаева за содействие в работе и В. В. Митрофанова за постановку задачи.

Поступила в редакцию 31/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
2. K. W. Ragland, I. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 5.
3. А. В. Пинаев. ФГВ, 1977, 13, 3.
4. Г. М. Мамонтов, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
5. И. И. Стрижевский, В. Ф. Заказнов. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1974.

6. А. В. Пинаев. ФГВ, 1983, 19, 1.
 7. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1982, 18, 6.
 8. С. А. Лесняк, М. А. Назаров, Я. К. Трошин.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.

ОЦЕНКА ЭНЕРГИЙ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ РАСПЫЛОВ

С. А. Ждан

(Новосибирск)

Один из важных вопросов исследования гетерогенной (газ — капли) детонации — определение критических условий ее возбуждения. Установлено [1—3], что детонация в двухфазной системе с каплями диаметром $d_0 \geq 100$ мкм инициируется только ударными волнами с определенными характеристиками. В экспериментах по возбуждению взрывной волны цилиндрической [4] и сферической [5] детонации распылов найдены критические энергии инициирования. Получение теоретических значений критических энергий, как правило, связано с существенными математическими трудностями. (Приходится решать [6—8] полную систему нестационарных уравнений механики гетерогенных сред [9].) Поэтому представляет интерес построение различных полуэмпирических моделей, позволяющих оценивать энергии возбуждения детонации распылов.

В данной работе на основе закономерности поведения минимума скорости нестационарной детонационной волны (НДВ), полученной из большого количества нестационарных расчетов, и экспериментальной связи между временем задержки воспламенения и временем разрушения капли описан простой алгоритм для оценок критических энергий инициирования гетерогенной (газ — капли) детонации.

1. Математическое моделирование нестационарных процессов [6—8], протекающих при прямом инициировании гетерогенной (газ — капли) детонации, позволило установить немонотонное поведение скорости D нестационарной детонационной волны. Для сверхкритических режимов инициирования распространяющаяся на начальной стадии ослабевающая пересажатая НДВ «проскакивает» значение стационарной детонации Чепмена — Жуге (D_0), достигает минимума D_{\min} и только после этого начинает медленно ускоряться, приближаясь снизу к значению D_0 . Такой характер поведения скорости детонации в двухфазной реагирующей среде есть следствие формирующейся за фронтом ударной волны (УВ) конечной зоны энерговыделения, длина которой определяется параметрами газа и капель за фронтом. Многочисленные расчеты сферического ($\nu = 3$), цилиндрического ($\nu = 2$) и плоского ($\nu = 1$) инициирования монодисперсных (диаметром d_0) распылов капель углеводородов в кислороде и воздухе показали, что дефект скорости НДВ $\Delta D = D_0 - D_{\min}$ практически прямо пропорционален диаметру капель d_0 и обратно пропорционален так называемому динамическому радиусу $r_0 = (E_{ov}/p_0)^{1/\nu}$, где E_{ov} — энергия инициирующего взрыва, Дж · м^{ν-3}; p_0 — начальное давление смеси, Н/м². На рис. 1 представлены относительные значения минимальных скоростей D_{\min}/D_0 в зависимости от параметра $z = 10^3 d_0/r_0$, где d_0 и r_0 — в метрах. Заметим, что в указанных переменных ΔD не зависит от ν . Найденные значения D_{\min} достаточно точно аппроксимируются простой аналитической зависимостью

$$D_{\min} = D_0(1 - 0,79z). \quad (1)$$

2. Время механической релаксации t_p в двухфазной среде определяется временем разрушения капель жидкости за фронтом УВ. Для широкого диапазона d_0 , скоростей относительного потока $u_1 - u_2$, плотностей жидкости ρ_2 экспериментально установлено, что полное время разрушения $t_p = 4 \div 5 t_0$, где характерное время $t_0 = d_0(\rho_2/\rho_1)^{1/2}/(u_1 - u_2)$, ρ_1 — плотность газа за УВ. Важным параметром, характеризующим реакцион-