

преимущественно разрушают колебательную структуру, благодаря которой, как показано в настоящей работе, и становится возможным само нарушение соотношений на разрыве.

Помимо проблемы конфигурационных преобразований решеток во фронте волны другими актуальными задачами являются:

— детальный анализ асимптотического режима в механической модели при больших амплитудах с целью выяснения вопроса о стохастизации, типа обнаруженной в [16];

— систематические расчеты в одномерной цепочке с различными T_0 для определения границы перехода от колебательного профиля к монотонному;

— численное моделирование в трехмерных решетках для $N \approx 10^5$ при корректном задании ударной волны и процедуры усреднения и последующее сопоставление параметров ударного сжатия с результатами непосредственного молекулярно-динамического расчета уравнения состояния моделируемой среды.

Поступила в редакцию 20/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
2. D. H. Tsai, C. W. Beckett. J. Geoph. Res., 1966, 71, 10.
3. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
4. Солитоны в действии/Под ред. К. Лонгрена и Э. Скотта. М.: Мир, 1981.
5. B. L. Holain, G. K. Straub. Phys. Rev., 1978, В 18, 4.
6. А. Н. Лузин. ЖЭТФ, 1966, 50, 4.
7. Е. А. Дынин, Б. С. Лукьянчук.— В кн.: Докл. I Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., 1974.
8. Е. А. Дынин. ФТТ, 1974, 16, 11.
9. В. Е. Захаров и др. Теория солитонов. М.: Наука, 1980.
10. G. E. Duvall, R. Manvi, S. C. Lowell. J. Appl. Phys., 1969, 40, 9.
11. R. Manvi, G. E. Duvall, S. C. Lowell. Int J. Mech. Sci., 1969, 11, 1.
12. J. Tasi. J. Appl. Phys., 1972, 43, 10.
13. J. Tasi. J. Appl. Phys., 1973, 44, 10.
14. J. Tasi. J. Appl. Phys., 1980, 51, 11.
15. А. М. Косевич. Основы механики кристаллической решетки. М.: Наука, 1972.
16. T. Hill, L. Knorof. J. Geoph. Res., 1980, В 85, 12.
17. А. Н. Лузин, А. В. Попов.— В кн.: Докл. I Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., 1974.
18. Дж. Уленбек, Дж. Форд. Лекции по статистической механике. М.: Мир, 1965.
19. Е. А. Дынин. ТМФ, 1975, 24, 3.
20. Е. А. Дынин. Канд. дис. М., 1978.
21. D. H. Tsai, B. A. Mac Donald. High Temp. High Pres., 1976, 8, 4.
22. A. Paskin, A. Cohar, G. J. Dienes. J. Phys., 1977, С 10, 19.
23. A. Paskin, A. Cohar, G. J. Dienes. J. Phys., 1978, С 11, 21.
24. J. Batteh, J. D. Powell. J. Appl. Phys., 1978, 49, 7.
25. J. D. Powell, J. Batteh. J. Appl. Phys., 1980, 51, 4.
26. D. H. Tsai, B. A. Mac Donald. J. Phys., 1978, С 11, 9.
27. G. K. Straub, B. L. Holain, R. G. Petschek. Phys. Rev., 1979, В 19, 8.
28. В. Ю. Клименко, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1980, 251, 6.
29. В. Ю. Клименко. Автореф. дис. Черноголовка, 1981.
30. Г. Хакен. Синергетика. М.: Мир, 1980.
31. М. А. Могилевский, В. В. Ефремов, И. О. Мынкин. ФГВ, 1977, 13, 5.
32. М. А. Могилевский, И. О. Мынкин. ФГВ, 1978, 14, 5.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев
(Новосибирск)

Результатом многочисленных исследований, посвященных проблеме инициирования газовой детонации, явилось создание в последнее время нескольких приближенных моделей [1—3], позволяющих описать неко-

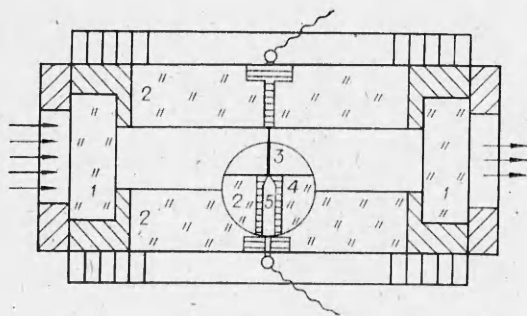


Рис. 1.

которые закономерности иницирования. Система уравнений, описывающая распространение взрывной волны в химически активной среде, например в [3], распадается на две части: одна позволяет определить безразмерные параметры, другая — размерные величины. Для расчета последних необходимы химико-кинетические данные взрывчатой смеси. Как правило, достоверность модели

определяется по единственному параметру — критической энергии иницирования. Значительный разброс кинетических данных позволяет всегда выбрать те значения, которые дают наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных величин, поэтому правильность любой модели иницирования должна проверяться как на размерных, так и на безразмерных величинах.

Необходимость комплексного подхода к проблеме иницирования убедительно показана в [4] на примере сравнения данных по иницированию смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ при $p_0 = 100$ мм рт. ст. различными источниками иницирования — разброс по энергиям достигал трех порядков. Подобную неопределенность удается устранить, привлекая данные о временных характеристиках источника. Не менее важно комплекс пространственно-временных характеристик энерговыделения дополнить химико-кинетическими данными взрывчатой смеси и ее основных характеристик детонации, таких как равновесная скорость идеальной детонации D_0 (детонация Чепмена — Жуге), самоподдерживающаяся скорость распространения многофронтной детонации D , поперечный a и продольный b размеры элементарной ячейки и т. д.

Цель данной работы — комплексное исследование критического режима иницирования многофронтной детонации. Интерес к этому вопросу в последние годы привлек внимание многих исследователей в связи с увеличением масштабов использования больших количеств горючих газов (транспортировка природного газа танкерами, железнодорожными составами, по трубопроводам; технологическое применение в промышленности и т. д.).

Эксперимент. Рассматривается наиболее удобный в исследованиях цилиндрический случай. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Взрывная камера имела форму прямоугольника с размерами 15×15 см. В исследованиях применялась теплеровская система, оптически сопряженная с высокоскоростной фотоустановкой. Источником света в теплеровской системе служила лампа-вспышка ИФП-250; нож Фуко располагался параллельно нихромовой проволочке, которая использовалась в качестве инициатора (диаметр проволочки 30 мкм). Проволочка крепилась в коническом зажиме 4 внешним диаметром 1,5 мм с помощью иглы 5 диаметром 0,8 мм. Зажим и игла со стороны взрывной камеры устанавливались заподлицо с боковой стенкой 2. Съемка процесса иницирования осуществлялась через оптические окна 1. Законченная фольга, используемая для получения в отдельных экспериментах следовых отпечатков газовой детонации, устанавливалась во взрывной камере вдоль боковой стенки 2.

Режимы иницирования многофронтной детонации исследовались в смесях $C_2H_2 + 2,5O_2$ и $2H_2 + O_2$. Проволочка взрывалась при подаче на нее импульса с конденсатора $C = 1$ мкФ, заряженного до напряжения $U = 4,5$ либо 9 кВ. Фотосъемка велась в режиме развертки при скорости вращения зеркала 30 000 об/мин. При фиксированных C , U определялось такое начальное давление смеси p_+ , при котором наблюдался критический режим иницирования. Давление смеси контролировалось образцовым

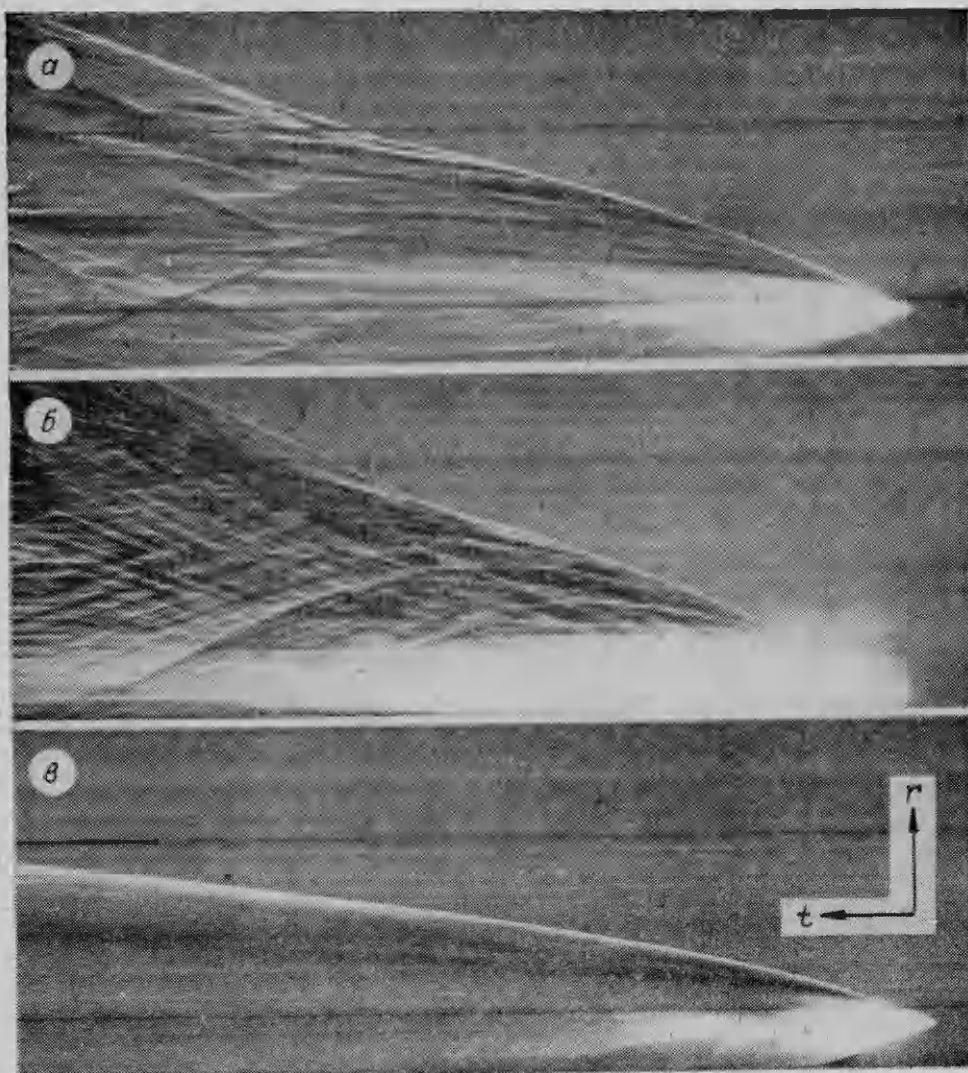


Рис. 2.

вакуумметром с ценой деления $1/250$ атм. В качестве компонентов взрывчатой смеси использовались газы из технических баллонов. Смесь составлялась манометрически примерно за сутки до проведения экспериментов. На рис. 2 приведены типичные фоторазвертки критического режима: *a* — инициирование в смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ ($p_* = 0,054$ атм, $U = 4,5$ кВ); *б* — смесь $2H_2 + O_2$ ($p_* = 0,5$ атм, $U = 9$ кВ).

Определение критической энергии инициирования. Теория сильного точечного взрыва в инертной среде [5] дает соотношение между мгновенно выделившейся энергией взрыва E_0 , начальной плотностью среды ρ_0 , координатой ударной волны r и временем t в следующем виде:

$$r = \sqrt[4]{E_0/\alpha\rho_0} \cdot \sqrt{t}. \quad (1)$$

На стадии сильного взрыва зависимость r^2 от t должна изображаться прямой линией, по ее наклону можно определить E_0 , которой в данном случае следует приписать смысл критической энергии инициирования многофронтной цилиндрической детонации E_2 :

$$E_2 = \alpha\rho_0 [(r_i^2 - r_j^2)/\Delta t_{ij}]^2, \quad (2)$$

где r_i и r_j — координаты ударной волны в моменты, разделенные интервалом времени Δt_{ij} . Параметр α зависит от симметрии задачи ν и показателя адиабаты исходного газа γ_0 .

Ударные волны в различных газах. Согласно теории точечного взрыва, при фиксированной энергии взрыва E_0 параметры ударных волн в различных газах и их профили будут одинаковыми на стадии сильного взрыва, если будут одинаковы плотности газов ρ_0 и показатели адиабаты γ_0 . Таким образом, если исследуется, например, взрывчатая смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (смесь двухатомных газов) и для этой смеси найдено ν_* , то для определения E_2 можно изучать поведение ударной волны в любом двухатомном инертном газе или в их смесях (например, $2\text{H}_2 + \text{N}_2$, воздух) при давлениях, отличающихся от p_* во столько раз, во сколько раз различаются молекулярные массы смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и выбранного инертного газа. Тем самым удовлетворяется условие одинаковости ρ_0 и γ_0 при фиксированной E_0 . Еще раз укажем, что речь идет о стадии сильного взрыва, когда различием в молекулярных массах μ газов пренебрегается. Различие μ через противодавление p_0 учитывается на более поздних стадиях движения ударной волны. На участке движения ударной волны, когда противодавлением пренебрегать нельзя, зависимость $r^2(t)$ перестает быть линейной, ее наклон монотонно возрастает.

На рис. 3 представлены r, t -диаграммы взрывной волны, распространяющейся в инертных двух- (O_2 и H_2) и одноатомных (Ar и He) газах. Для двухатомных газов $\alpha = 0,983$, а для одноатомных — $\alpha = 0,551$ ($\nu = 2$) [5]. Согласно (1), на стадии сильного взрыва траектории ударных волн в одноатомном газе при одинаковых E_0, ρ_0 и t должны иметь примерно на 15% больший радиус (см. рис. 3, 1), чем в двухатомном (см. рис. 3, 2). Проведенные эксперименты подтвердили выводы теории точечного взрыва о совпадении траекторий на стадии сильного взрыва даже для газов с сильно различающимися μ . При удалении от источника наблюдается монотонное затухание ударной волны до акустической ($c_0 = 1431, 1016, 329$ и 321 м/с соответственно для $\text{H}_2, \text{He}, \text{O}_2$ и Ar при $T_0 = 298$ К).

При использовании в качестве топлива многоатомных газов ($\text{C}_2\text{H}_2, \text{CH}_4, \text{C}_3\text{H}_8$ и т. д.) определение эквивалентных энергий ударной волны можно вести на смесях, в которых окислитель (O_2) заменен инертным газом (N_2), выполнив условие равенства плотностей взрывчатой и инертной смесей. Специальные эксперименты по распространению ударных волн в смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{N}_2$ и воздухе (т. е. при одинаковых ρ_0 , но различных показателях адиабат $\gamma_0 = 1,326$ и $1,4$ соответственно) показали, что на стадии сильного взрыва (при энергиях, запасенных в конденсаторе 10 и 40 Дж) различие в траекториях практически не наблюдается. Для воздуха $\alpha = 0,998$, для $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ $\alpha = 1,23$. Согласно (1), различие в траекториях при этом составляет $< 5\%$. Это позволяет определить критическую энергию в исследуемых смесях по энергии ударной волны в воздухе.

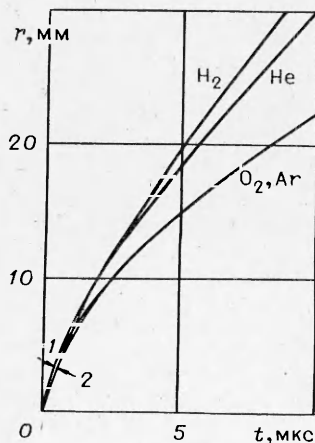


Рис. 3.

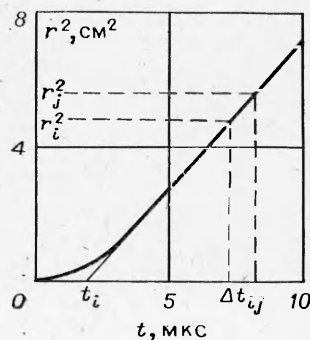


Рис. 4.

Таблица 1

| p_0 , атм | E_0 , Дж/см | $\eta = E_0/E_{\text{ист}}$, % |
|-------------|---------------|---------------------------------|
| 0,025 | 0,59 | 0,69 |
| 0,05 | 1,2 | 1,48 |
| 0,10 | 2,4 | 2,96 |
| 0,20 | 4,3 | 5,31 |
| 0,4 | 6,3 | 7,78 |
| 0,8 | 7,1 | 8,76 |
| 1,0 | 7,5 | 9,26 |

Таблица 2

| p_0 , атм | D_0 , м/с | \bar{D} , м/с |
|-------------|-------------|-----------------|
| 0,10 | 2713 | — |
| 0,20 | 2750 | — |
| 0,50 | 2800 | 2595 |
| 0,70 | 2818 | 2700 |
| 0,80 | 2825 | 2743 |

му инициирования в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$, а на рис. 4 для этого же случая изображена зависимость $r^2(t)$. За исключением начального участка, экспериментальные точки с точностью не хуже 5% укладываются на прямую линию. Если эту прямую продолжить до оси t , то время t_i характеризует задержку эквивалентного мгновенного инициирования по отношению к реальному немгновенному энерговыделению. Или, другими словами, в случае немгновенного источника (т. е. $E_0 = f(t)$) t_i характеризует критическое время выделения «полезной» энергии. Энергия, выделяющаяся после момента t_i , уже не будет влиять на процесс инициирования.

В табл. 1 представлены значения энергии ударной волны в воздухе при различных начальных давлениях, а также коэффициент η , показывающий процент энергии, ушедшей в ударную волну, от запасенной в конденсаторе энергии $E_{\text{ист}} = 40$ Дж (длина взрывающейся проволоочки $l = 5$ мм). Величина E_0 рассчитывалась на участке движения, где скорость волны $D > 1000$ м/с ($M = D/c_0 > 3$ — условие сильного взрыва в воздухе [5]). Точность определения E_0 составляет $\sim 30\%$. Видно, что η не остается постоянным при изменении p_0 (или ρ_0), особенно при низких значениях.

Результаты экспериментов в смеси $2H_2 + O_2$. Критическому давлению инициирования детонации $p_* = 0,5$ атм соответствует давление воздуха $p_0 = 0,207$ атм ($p\mu = \text{const}$), а следовательно, $E_2 = 4,6$ Дж/см. В табл. 2 представлены расчетная равновесная скорость детонации Чепмена — Жуге D_0 и средняя скорость распространения цилиндрической многофронтной детонации \bar{D} в зависимости от p_0 (точность измерения $D \approx 2\%$). Во всех экспериментах $\bar{D} < D_0$. Эта разница уменьшается с повышением p_0 .

Аппроксимация экспериментальных данных [7, 8], выполненная, подобно [6], для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$, показала, что в исследованном диапазоне давлений зависимость среднестатистического размера ячейки a от давления в смеси $2H_2 + O_2$ может быть представлена выражением

$$a = 1,55p_0^{-1,1} \text{ мм}, \quad (3)$$

где p_0 выражено в атмосферах. Как правило, в этих экспериментах не сообщается о величине \bar{D} , и лишь можно предполагать, что в [7, 8] $\bar{D} \approx D_0$. В рассматриваемом случае при $p_* = 0,5$ атм расчет по (3) с использованием соотношения $a = 0,6 \cdot b$ дает $b = 5,54$ мм, а в эксперименте $\bar{b} = 9,0$ мм (за счет меньшей скорости детонации).

Пространственно-временная зависимость энерговыделения обычно характеризуется критическими временем и размером энерговыделения, в качестве которых могут участвовать несколько характерных величин: размер ячейки и ее период, гидродинамические радиус и время, время и размер поршневого воздействия взрывающегося проводника и т. д. Обработка траектории ударной волны в воздухе (подобно рис. 4) показала, что при $p_0 = 0,207$ атм $t_i \approx 1,5$ мкс, а начиная с момента $t = 3$ мкс все точки лежат на одной прямой. Наклон этой прямой соответствует, как указывалось выше, $E_2 = 4,6$ Дж/см. Величина t_i оказывается меньше характерного времени движения волны в ячейке $T = \bar{b}/D \approx 2,1$ мкс (в [2] T с точностью до коэффициента 1,5 принято за критическое время основного

Таблица 3

| p_0 , атм | D_0 , м/с | \bar{D} , м/с |
|-------------|-------------|-----------------|
| 0,024 | 2228 | 1950 |
| 0,032 | 2242 | 2060 |
| 0,04 | 2254 | 2120 |
| 0,052 | 2267 | 2165 |
| 0,1 | 2301 | 2236 |
| 0,2 | 2336 | 2310 |
| 0,4 | 2372 | 2350 |

энерговыведения). В модели точечного взрыва гидродинамические радиус r_0 и время t_0 определяются следующими формулами:

$$r_0 = (E_0/p_0)^{1/\nu}, \quad t_0 = r_0/\sqrt{p_0/\rho_0}. \quad (4)$$

В данном случае $r_0 = 9,5$ см, а $t_0 = 210$ мкс, т. е. $\bar{b} \ll r_0$, $t_i \ll t_0$, что указывает на некорректность использования параметров r_0 и t_0 в качестве определяющих при ответе на вопрос о точности и мгновенности энерговыведения. Оценка поршневого воздействия показывает, что погонная масса проволоочки

$60 \cdot 10^{-6}$ г/см совпадает с массой воздуха, заключенного при $p_0 = 0,207$ атм в цилиндре радиусом $\sim 2,9$ мм, меньшим размера ячейки \bar{b} .

Таким образом, различные оценки показывают, что данный случай инициирования можно рассматривать удовлетворяющим критериям мгновенности и точности инициирования.

Результаты экспериментов в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$. Из-за значительно меньших величин энергий инициирования при одинаковых p_0 исследование велось при достаточно низких начальных давлениях смеси, когда наряду со взрывом проволоочки инициирование могло осуществляться за счет электрического пробоя между электродами, крепящими проволочку. Поэтому с целью избежания пробоев зазор между электродами увеличен до 10 мм, а для сохранения энергии разряда диаметр нихромовой проволоочки увеличен до 50 мкм. В остальном методика не отличалась от описанной выше. При такой замене значения E_0 и η в табл. 1, естественно, изменились. Наряду с $E_{ист} = 40$ Дж использовался и режим с $E_{ист} = 10$ Дж. В табл. 3 представлены значения D_0 и \bar{D} для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$. Критические режимы инициирования наблюдались при $p_* = 0,024$ атм для $E_{ист} = 40$ Дж и $p_* = 0,052$ атм для $E_{ист} = 10$ Дж. Соответствующие этим p_* энергии ударных волн равны 2,7 и 1,0 Дж/см, а экспериментальные размеры $\bar{b} = 33,5$ и 12,5 мм. Аналитическая зависимость размера ячейки от p_0 , аппроксимирующая данные [7, 8], выглядит [6]:

$$a = 0,195 p_0^{-1,11}, \quad (5)$$

что дает $b = 20,2$ и 8,6 мм. Для $p_* = 0,024$ атм $t_i = 2$ мкс, все точки укладываются на прямую с момента $t = 3$ мкс. При этом $T = 17,2$ мкс, $r_0 = 333$ мм, $t_0 = 1130$ мкс. Равная массе нихромовой проволоочки масса воздуха в данном случае будет сосредоточена в цилиндре радиусом 13,7 мм. Для $p_* = 0,052$ атм $t_i = 3$ мкс, точки лежат на прямой с $t = 4,5$ мкс, $T = 5,8$ мкс, $r_0 = 139$ мм, $t_0 = 470$ мкс, а выравнивание масс воздуха и проволоочки наступает при радиусе 9,1 мм. Как и в случае со смесью $2H_2 + O_2$, инициирование смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ удовлетворяет критериям точности и мгновенности энерговыведения.

Обсуждение результатов. Важнейшим размерным параметром детонации является критическая энергия инициирования. На рис. 5 представлены зависимости ее величины, необходимой для инициирования цилиндрической детонации ($\nu = 2$), от начального давления: светлые точки — экспериментальные данные из обзорных работ [1, 11] для смесей $2H_2 + O_2$ и $C_2H_2 + 2,5O_2$, темные — результаты данной работы, линиями указаны расчетные (по моделям [1, 3, 11]) значения E_2 .

Из большого числа экспериментальных данных в [4] для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ выбраны в качестве истинных лишь те значения E_2 , которые получены с источниками, удовлетворяющими условиям квазимгновенности и точности энерговыведения. Эти данные и приведены на рис. 5. Подобного анализа экспериментальных данных для смеси $2H_2 + O_2$ не сделано. Как видно из рис. 5, для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ расчет по [3, 11] достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными. Для смеси $2H_2 + O_2$ расчеты работы [3] значительно отличаются от эксперимента,

Т а б л и ц а 4

| Параметры | C ₂ H ₂ +2,5 O ₂ | | 2H ₂ +O ₂ |
|---|---|-------|---------------------------------|
| | | | |
| p_0 , атм | 0,024 | 0,052 | 0,5 |
| $\rho_0 \cdot 10^5$, г/см ³ | 2,97 | 6,44 | 24,5 |
| D_0 , м/с | 2228 | 2267 | 2800 |
| \bar{D} , м/с | 1950 | 2165 | 2595 |
| \bar{b} , мм | 33,5 | 12,5 | 8,0 |
| $\rho_0 D_0^2 \bar{b}^2$ | 1,656 | 0,517 | 1,231 |
| $\rho_0 \bar{D}^2 \bar{b}^2$ | 1,268 | 0,472 | 1,055 |

а [1, 11] в лучшем случае имеют примерно одинаковый с экспериментом наклон зависимости $E_2 = f(p_0)$, в самих же величинах существует заметное несовпадение.

Из рис. 5 также видно, что данные [1] для смеси 2H₂+O₂ не совпадают ни по величине, ни по наклону с аналогичными результатами [11], хотя в обеих работах инициирование осуществлялось одинаково — с помощью электроразряда, а в качестве E_2 принималась лишь «полезная» энергия. Подобное несоответствие отчасти послужило причиной проверки величины E_2 для этой смеси. Эксперименты показали, что критический режим инициирования с максимальным запасом энергии инициатора, используемого в данной работе, наблюдается в той области давлений, где различие E_2 из [1, 11] невелико; в свою очередь, и экспериментальное значение $E_2 = 4,6$ Дж/см при $p_0 = 0,5$ атм близко к данным [1, 11]. Некоторое несовпадение этих величин вполне объяснимо, например, различием в химической чистоте компонентов взрывчатой смеси.

Критические режимы инициирования детонации в смеси C₂H₂+2,5O₂ наблюдались в области начальных давлений, меньших, чем p_0 , в работах [1, 11]. Линейная экстраполяция результатов [1, 11] на меньшие p_0 (см. рис. 5) дает и более низкие значения E_2 по сравнению с полученными в данной работе ($E_2 = 2,7$ и 1 Дж/см). Причины подобного несовпадения указывались выше.

К сожалению, в работах [1, 11] не содержится никаких данных о параметрах детонации исследуемых смесей. Отсутствие их не позволяет установить взаимосвязь критической энергии инициирования с физико-химическими данными смеси.

В [2, 3, 6] эта связь выражается формулой

$$E_2 = k \rho_0 D_0^2 \bar{b}^2, \quad (6)$$

причем в [2] предполагается, что $k = 2,2$ для всех смесей. В данной работеряду с E_2 измерялись и основные характеристики детонационной волны, что позволяет строго определить коэффициент пропорциональности k . Данные экспериментов сведены в табл. 4.

Подстановка численных данных табл. 4 в формулу (6) дает для смеси C₂H₂+2,5O₂ $k = 1,63$ ($p_* = 0,024$ атм) и $k = 1,93$ ($p_* = 0,052$ атм), а для 2H₂+O₂ $k = 3,74$. Если в (6) D_0 заменить на фиксируемую в эксперименте величину D , то получаем для C₂H₂+2,5O₂ $k = 2,13$, а для 2H₂+O₂ $k = 4,36$. Последнее значение $k = 2,13$ практически совпадает с предложенным ранее в [2] $k = 2,2$, тем самым экспериментально подтверждая правомерность предложенной модели инициирования. Однако величина $k = 4,36$ показывает, что предположение о том, что $k = 2,2 = \text{const}$ для лю-

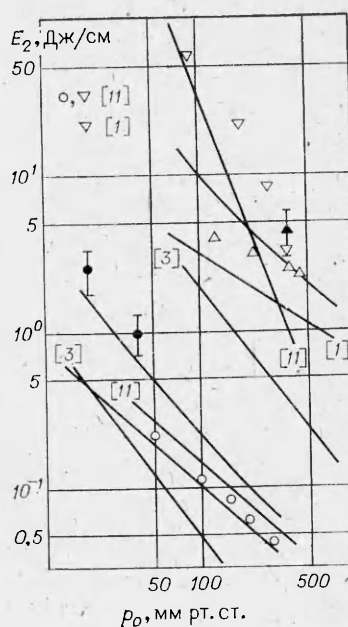


Рис. 5.

бых смесей, не подтверждается. Более того, в [6] на примере стехиометрических смесей ацетилена с кислородом и воздухом показано, что и для воздушной смеси величина k существенно выше, чем для кислородной.

В [6] коэффициент k определялся через критическое число элементарных ячеек, необходимых для того, чтобы детонация при «выходе» из узкого канала в широкий (цилиндрическая симметрия) не затухала, а трансформировалась в цилиндрически расходящуюся волну

$$k = \sqrt{\pi} \cdot d_*/a \quad (7)$$

(для сферического случая рассматривается «выход» из трубки в объем). Здесь d_* — критический размер детонационного канала (диаметр трубки для сферического случая). Подставляя в (7) найденные выше значения k , получаем для $C_2H_2 + 2,5O_2$ $d_*/a = 5,5$ и для $2H_2 + O_2$ $d_*/a = 11,2$.

В [6] для $C_2H_2 + 2,5O_2$ при обработке экспериментальных результатов получено

$$\begin{aligned} d_*/a &= 10p_0^{0,215} \text{ при } p_0 > 0,2 \text{ атм,} \\ d_*/a &= 6,8p_0^{-0,03} \text{ при } p_0 < 0,2 \text{ атм,} \end{aligned} \quad (8)$$

что в данном случае дает $d_*/a \simeq 7,5$.

Для смеси $2H_2 + O_2$ анализ экспериментальных данных [10] о зависимости $d_* = f(p_0)$ совместно с данными [7, 8] о размере ячейки $a = \varphi(p_0)$ дает следующую формулу:

$$d_*/a = 13p_0^{0,025} \quad (9)$$

Полученное выше значение $d_*/a = 11,2$ при $p_0 = 0,5$ атм достаточно близко к рассчитанной по (9) величине $d_*/a = 12,8$.

Близость d_*/a из (6), (7) с непосредственными измеренными значениями в экспериментах [6, 10] лишней раз подтверждает правомерность оценок критической энергии инициирования детонации через основные физико-химические параметры смеси, такие как ρ_0 , D_0 , b , d_* . С другой стороны, некоторое несовпадение этих данных для $2H_2 + O_2$ может свидетельствовать об увеличении d_*/a (хотя и незначительном) с ростом p_0 , как и для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ [6]. Полученные в данной работе значения d_*/a при $p_0 = 0,5$ и $1,0$ аппроксимируются выражением

$$d_*/a = 13p_0^{0,215} \quad (10)$$

Отметим, что зависимость $d_* = f(p_0)$, взятая из [10] для получения формулы (9), построена всего по трем экспериментальным точкам. На основе указанного выше еще раз подчеркнем, что безразмерный параметр d_*/a не является универсальной константой для всех смесей.

На рис. 5 наряду с расчетными линиями $E_2 = f(p_0)$ из [1, 3] представлены зависимости критической энергии инициирования цилиндрической детонации, рассчитанные по (6)—(10). Видно, что общий ход расчетной линии для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными; для смеси $2H_2 + O_2$ это наблюдается лишь в области $p_0 \sim 0,5$ атм, при уменьшении p_0 расхождение экспериментальных данных увеличивается, расчетная линия проходит между ними. Для окончательного ответа на вопрос, какие же экспериментальные данные считать истинными — из [1] или [11], — требуются дополнительные эксперименты по критическому инициированию детонации при p_0 , заметно отличающихся от величины $0,5$ атм.

Несмотря на отсутствие в [1, 11] сведений о характеристиках детонации, для получения информации о других безразмерных параметрах инициирования попытаемся все же привлечь данные обзора [11] о E_2 , допустив, что скорость D и размер ячейки b мало отличаются от величин, соответствующих детонации без потерь (формулы (3), (5)). Так, для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ при $p_0 = 100$ мм рт. ст. «полезное» время энерговыделения T_* , согласно [11], не превышает 1 мкс. Период ячейки T при этом давле-

нии, согласно (5), равен $1,33 D/\bar{D}$ мкс, т. е. $T_*/T \approx 0,75$. При таком T_* зона основного энерговыделения $\approx 2,3$ мм, что составляет величину $\sim 0,75 b$. Для $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при $p_0 = 0,5$ атм $T_* \leq 3$ мкс, а $T \approx 2$ мкс, т. е. $T_*/T \approx 1,5$, такова же величина и зоны основного энерговыделения — $1,5b$. Из этого следует, что относительные временные и пространственные характеристики энерговыделения в этих смесях оказываются различными. Подобное расхождение можно рассматривать как еще один дополнительный аргумент в пользу того, что на безразмерные параметры детонации (выше разговор шел о d_*/a) влияет не только p_0 , но и состав смеси. В теоретических моделях инициирования [1—3] безразмерные соотношения практически не зависят от начального давления и состава смеси.

На рис. 6 представлены зависимости безразмерной скорости волны при критическом режиме инициирования от относительного расстояния

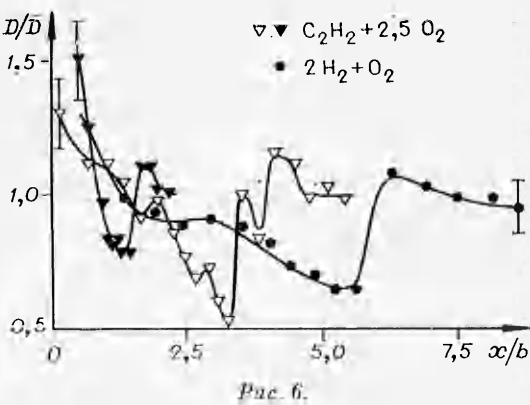


Рис. 6.

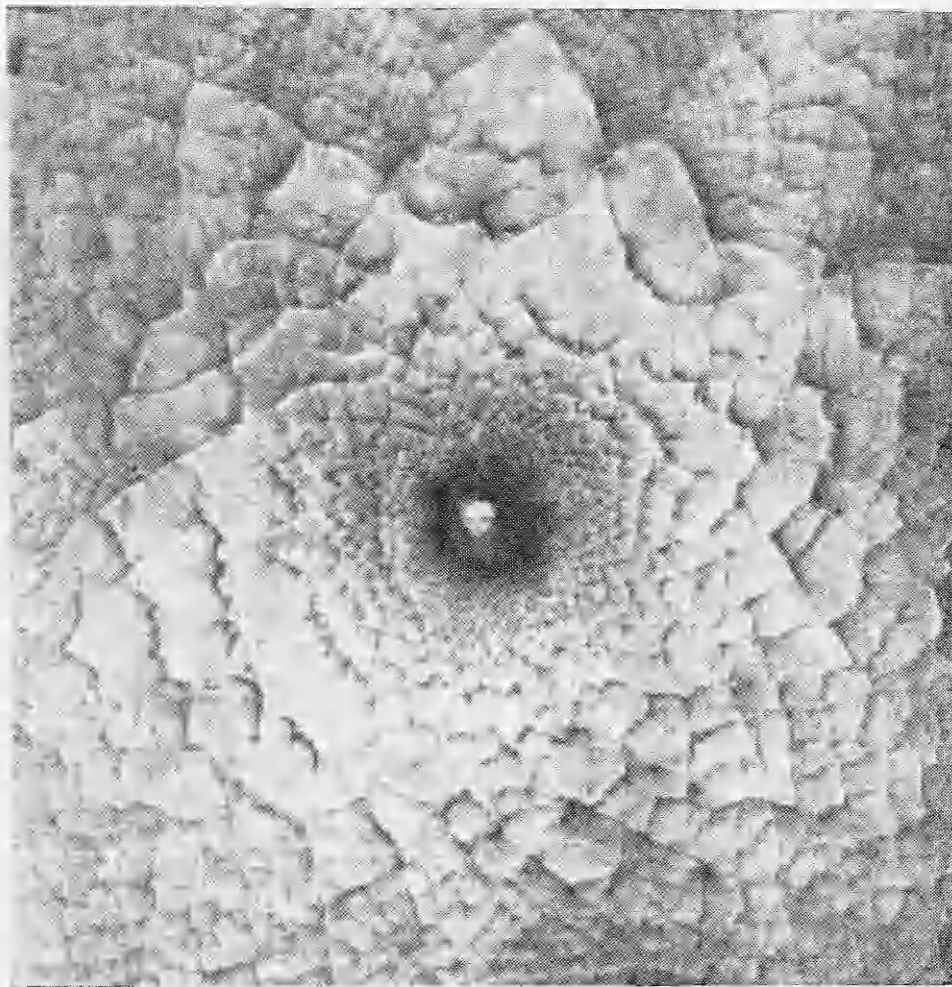


Рис. 7.

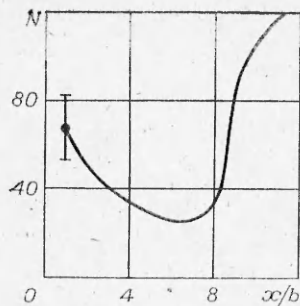


Рис. 8.

(светлые и темные треугольники — данные для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ при $p_0 = 0,052$ и $0,024$ соответственно, точки — данные для $2H_2 + O_2$ при $p_0 = 0,5$ атм). Видно, что процесс носит пульсирующий характер. Волна затухает по мере удаления от источника инициирования, средняя скорость опускается ниже D и затем после нескольких мощных пульсаций выходит на режим самоподдерживающейся детонации. Относительное положение минимума скорости смещается как при изменении состава смеси, так и начального давления. В [6] для стехиометрической смеси ацетилен — воздух минимум

скорости фиксировался при $r/\bar{b} \sim 7$. Различной оказывается и относительная величина минимальной скорости.

Прекрасной иллюстрацией поведению скорости волны служат следовые отпечатки (рис. 7): мелкая за счет сильного пересжатия вблизи проволоки ячейка укрупняется по мере удаления и ослабления волны от источника, достигает своей максимальной величины, затем после некоторой переходной зоны выходит на статистически одинаковый размер, соответствующий скорости самоподдерживающейся детонации D . Если энергия источника превышает критическую, то глубина провала скорости уменьшается, сам же минимум скорости отодвигается от источника.

Анализ следовых отпечатков (рис. 8) показывает, что ячейчатая структура возникает вблизи инициатора ($D > \bar{D}$), причем почти одновременно возникает большое число (N) расположенных близко изломов. По мере удаления волны от инициатора и, следовательно, уменьшения пересжатия происходит лишь укрупнение структуры, интенсивного зарождения новых возмущений не наблюдается, происходит даже их уменьшение с увеличением радиуса волны. Слабые возмущения затухают, остаются лишь наиболее интенсивные. Число тройных конфигураций вновь возрастает после прохождения размера ячейки через максимум, что связано с первым после минимума интенсивным скачком скорости, а следовательно, наличием нового пересжатия. Зарождение же тройных конфигураций обусловлено потерей устойчивости детонации при выходе из пересжатого режима. В дальнейшем волна имеет практически постоянную скорость \bar{D} , и возникновение новых тройных конфигураций, необходимых для поддержания постоянства размера ячейки с увеличением радиуса, может происходить за счет соударения волн тонкой структуры, практически всегда присутствующих при нестационарных режимах. Коэффициент размножения $n = 2\pi(r+b)/2\pi r = (1+b/r)$ после минимума скорости (см. рис. 8) составляет $\sim 1,1$, в дальнейшем его величина только уменьшается. Увеличение числа ячеек на 10% следует считать вполне нормальным, поскольку размер ячеек имеет такой же разброс от среднестатистического за счет только нерегулярности структуры.

Если формально задать профиль скорости волны в виде $D = D(r)$, качественно описывающий поведение средней скорости (т. е. пересжатие вначале, провал ниже D_0 , минимум скорости при некотором r_* и асимптотический выход на D), а также зависимость $a = f(D)$ (с учетом сказанного выше), то можно показать, что число тройных конфигураций $N = 2\pi r/a$ имеет минимум в точке $r_{**} \sim 0,7r_*$, т. е. действительно минимум скорости не совпадает с максимумом ячейки.

Таким образом, в работе изложены результаты комплексного исследования критического режима инициирования цилиндрической детонации. Наряду с самостоятельным значением полученные данные необходимы для проверки выводов различных аналитических моделей инициирования.

Поступила в редакцию 7/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Lee, K. Ramamurthi. Comb. Flame, 1976, 27, 331.
2. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
3. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3—4.
4. G. G. Bach, R. Knystautas, J. H. Lee. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
5. Л. Н. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965.
6. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
7. R. A. Strehlow, C. D. Engel. AJAA J., 1969, 7, 3.
8. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
9. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
10. H. Matsui, J. H. Lee. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1979.
11. J. H. Lee. Ann. Rev. Phys. Chem., 1977, 28, 75.

РАСЧЕТ ВЗРЫВА ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ С УЧЕТОМ СДВИГА ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ПРОДУКТОВ

С. А. Ждан

(Новосибирск)

В работах [1, 2] численно решена задача об ударной волне (УВ) в воздухе, образующейся при взрыве шара газовой реагирующей смеси. В обеих работах принято упрощающее предположение, что продукты детонации (ПД) газовой смеси — инертный газ с постоянным показателем адиабаты. При этом процессы термохимии при расширении ПД не учитывались.

В данной работе, исходя из представлений о ПД как реагирующей среде, имеющей в каждой точке равновесный химический состав, сформулирована обобщенная постановка задачи о взрыве газовой реагирующей смеси в воздухе. На примере стехиометрических смесей $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ рассчитаны параметры сферических и цилиндрических УВ, проведено сравнение с результатами расчетов, получаемых без учета сдвига химического равновесия в продуктах, а также с имеющимися экспериментальными данными [3, 4].

Постановка задачи. Предположим, что шар или цилиндр радиусом r_0 , заполненный газовой реагирующей смесью с плотностью ρ_1 , окружен воздухом с начальным давлением p_0 и плотностью ρ_0 . При иницировании в центре шара или вдоль оси симметрии цилиндра по смеси будет распространяться соответственно сферическая или цилиндрическая детонационная волна. Начиная с момента выхода ее на границу раздела реагирующая смесь — воздух, задачу будем описывать системой одномерных нестационарных уравнений газовой динамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r^\nu) &= 0, \\ \frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u^2 r^\nu) + \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(U + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho u \left(U + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) r^\nu \right] &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ , p , u , U — плотность, давление, массовая скорость, полная внутренняя энергия газа соответственно. Параметр ν для цилиндрического и сферического случаев симметрии равен 1 и 2.

Полная внутренняя энергия единицы массы ПД (с учетом потенциальной химической энергии U_x), согласно [5], будет

$$U(T, \mu) = 1/(\gamma - 1) \cdot RT/\mu + E(1/\mu - 1/\mu_{\max}), \quad (2)$$

где T , μ — температура и молекулярная масса ПД; γ — эффективное значение показателя адиабаты в ПД; R — универсальная газовая постоянная