

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 5, 3.
2. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 5.
3. А. В. Пинаев, ФГВ, 1978, 14, 1.
4. Н. М. Кузнецов. ЖЭТФ, 1967, 52, 51.
5. Н. М. Кузнецов. ПМТФ, 1968, 1.
6. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
7. V. V. Mitrofanov, A. V. Pinaev, S. A. Zhdan. Acta Astronautica, 1979, 1.
8. Б. Е. Гельфанд.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1977.
9. Стрелов. РТК, 1969, 2.
10. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

РАСЧЕТ ИНИЦИИРОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ В ТРУБЕ ВЗРЫВОМ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

Д. В. Воронин, С. А. Ждан
(Новосибирск)

Теоретические исследования нестационарных процессов, происходящих при инициировании гетерогенной (газ — капли) детонации начались, по-существу, в последнее время. В работе [1] по математической модели, сформулированной в рамках механики двухфазной многоскоростной сплошной среды [2], рассчитана динамика выхода на режим самоподдерживающейся гетерогенной детонации при точечном инициировании. Задача о взрыве заряда конденсированного ВВ в газокapельной реагирующей среде поставлена и решена в [3].

Цель данной работы — выяснить при математическом моделировании (в квазиодномерной постановке) вопрос о влиянии объемной плотности энергии инициатора на энергию инициирования гетерогенной (газ — капли) детонации в трубе. Из известных источников инициирования варьирование в широких пределах объемной плотности энергии инициатора конструктивно реализуется только для газовых реагирующих смесей. Этот факт послужил основной причиной выбора в качестве инициатора газовой смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Дано сравнение некоторых результатов расчетов с экспериментом [4], проведенным для монодисперсного распыла капель гептана диаметром $d_0 = 1400$ мкм в воздухе и кислороде. Определены критические параметры инициирования гетерогенной детонации в трубе.

Постановка задачи. Труба диаметром d разделена диафрагмой на две части: секцию инициирования длиной L_0 , которая заполнена газовой реагирующей смесью при давлении p_{01} , и секцию, заполненную монодисперсной аэрозвесью капель жидкого горючего (диаметр капель d_0 , объемная концентрация α_{20}) в газообразном окислителе с давлением p_0 и плотностью ρ_0 . При подрыве инициирующей смеси у торца трубы по ней распространяется детонационная волна (ДВ), которая в некоторый момент времени выходит на границу раздела газ — двухфазная смесь. Рассмотрим поведение двухфазной реагирующей среды в последующие моменты времени.

При описании движения продуктов детонации (ПД) инициирующей смеси в трубе использовались уравнения из [5], сформулированные в предположении, что продукты детонации в каждой точке имеют равновесный химический состав и подчиняются приближенному уравнению химического равновесия [6]. Одномерное движение в трубе аэрозвеси капель с газообразным окислителем в области между контактной поверхностью и фронтом ударной волны (УВ) описывается уравнениями, основанными на модели двухфазной многоскоростной сплошной среды

[2]. В рамках предположений [1, 7] система уравнений, описывающих поведение газовой фазы, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 u_1)}{\partial r} &= \rho_2 M, \\ \frac{\partial (\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial (p_1 + \rho_1 u_1^2)}{\partial r} &= \rho_2 (M \dot{u}_2 - F) - 4\tau/d, \\ \frac{\partial (\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 u_1 E_1 + p_1 u_1)}{\partial r} &= \rho_2 \left[M \left(Q + e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) - u_2 F \right] - 4q/d, \\ \frac{\partial Y}{\partial t} + u_1 \frac{\partial Y}{\partial r} &= -1/t_n, \quad t_n = k \exp(\varepsilon/RT_1), \\ \frac{\partial Z}{\partial t} + u_1 \frac{\partial Z}{\partial r} &= (1-Z) \rho_2 M / \rho_1 - \begin{cases} 0, & Y > 0, \\ k_1 \rho_1 Z \exp(-\varepsilon_1/RT_1), & Y = 0, \end{cases} \\ E_1 &= e_1 + ZQ + \frac{u_1^2}{2}, \quad \rho_2 = \alpha_2 \rho_2^0, \quad \rho_1 = (\gamma_1 - 1) \rho_1 e_1. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь ρ_1 , u_1 , e_1 , T_1 , $\bar{\rho}_1$ — плотность, массовая скорость, внутренняя энергия, температура, давление газовой фазы; ρ_2^0 , α_2 , u_2 , e_2 — истинная плотность, объемная концентрация, массовая скорость и внутренняя энергия конденсированной фазы (к-фазы); Y — доля периода индукции; t_n — задержка воспламенения; ε — энергия активации; Z — массовая концентрация паров горючего; Q — теплота химических реакций; M — скорость массоперехода с единицы массы капель; F — сила, действующая со стороны газа на единицу массы капель за счет сил трения; τ — сила, действующая на единицу поверхности трубы со стороны газа в направлении его движения; q — плотность теплового потока через стенки трубы. Уравнения движения к-фазы и выражения для массового и силового взаимодействия между фазами аналогичны приведенным в [8]. Причем массорасход при текущем числе Вебера $We > 10$ осуществляется по механизму срыва пограничного слоя с учетом деформации и дробления капель горючего, при $We < 10$ — по механизму испарения с поверхности капель.

Для замыкания системы (4) воспользуемся следующей моделью трения и теплоотвода [9]:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\lambda}{8} \rho_1 u_1 |u_1|, \quad q = \frac{\tau}{u_1} \left(c_p (T_1 - T_0) + \frac{u_1^2}{2} \right) / \text{Pr}, \\ \lambda &= \begin{cases} 64/\text{Re}, & \text{Re} < 1200, \\ 0,316/\text{Re}^{0,25}, & 1200 < \text{Re} < 10^5, \\ 0,00332 + 0,221/\text{Re}^{0,237}, & \text{Re} > 10^5. \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь λ — коэффициент гидравлического сопротивления для гладких труб; c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; T_0 — температура стенки трубы; $\text{Re} = du_1/\nu_1$ — число Рейнольдса; $\text{Pr} = \text{число Прандтля}$, которое в расчетах задавалось соотношением $\text{Pr} = 4\gamma_1/(9\gamma_1 - 5)$.

Граничные условия: непротекание ПД на левом торце трубы; равенство давлений и массовых скоростей газов на контактной поверхности; соотношения на фронте УВ. Начальное распределение гидродинамических переменных в ПД водородокислородной смеси в момент выхода ДВ на границу с двухфазной средой вычислялось из автомодельного решения для равновесной ДВ (см. [5]).

Алгоритм численного решения задачи построен так, что уравнения в области между контактной поверхностью и фронтом УВ решались методом подвижных сеток [10]. Значения Y^{n+1} , Z^{n+1} и параметров к-фазы на $n+1$ временном слое рассчитывались вдоль соответствующих характеристик. Применение метода подвижных сеток позволило в процессе решения задачи выделять контактную поверхность, фронт УВ и

перестраивать сетку так, чтобы конец периода индукции ($Y = 0$) в каждый момент времени совпадал с узлом сетки.

Результаты расчетов. Для сравнения с экспериментальными скоростями УВ в трубе с $d = 0,041$ м [4] предварительно проведены расчеты параметров УВ в воздухе без капель при взрыве водородокислородной смеси в секции иницирования при $p_{01} = 6,8$ и $5,1$ атм. В работе [4] из-за конструктивных особенностей секции иницирования прямо не указана ее длина, что потребовало в расчетах ударных волн варьировать длину L_0 . Из условия совпадения на больших расстояниях r (когда поршневое действие продуктов газовой детонации перестает сказываться) расчетного и экспериментального профиля скорости найдено $L_0 = 0,13$ м. Поэтому при расчетах иницирования гетерогенной детонации полагалось $L_0 = 0,13$ м.

Рассмотрим монодисперсную аэрозоль капель гептана ($d_0 = 1400$ мкм) в воздухе или кислороде при стехиометрическом соотношении окислитель — горючее и начальных значениях параметров, приведенных ниже.

	ρ_0 , кг/м ³	$\alpha_{20} \cdot 10^4$	γ_1	Q , $\frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$	$D_{\text{г}}$, $\text{ж} \cdot \text{м}^2/\text{с}$	$\eta_{10} \cdot 10^5$, кг/(м·с)
Гептан--кислород	1,3092	5,443	1,28	19,32	2300	2,05
Гептан--воздух	1,1842	1,14	1,283	38,86	1796	1,85

Зависимость кинематической вязкости газа от температуры полагалась в виде $\nu_1 = \eta_{10}(T_1/T_0)^{1/2}/\rho_1$. Характерные величины для капель жидкого гептана равны следующим численным значениям [4]: $\rho_2^0 = 683$ кг/м³, $\sigma_2 = 0,0232$ Н/м, $\nu_2 = 0,628 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $e_2 = 0,6$ МДж/кг, $k_{\text{исп}} = 2 \cdot 10^{-6}$ м²/с, где ν_2 , σ_2 — кинематическая вязкость и поверхностное натяжение; $k_{\text{исп}}$ — константа испарения. В соответствии с данными работы [4] по задержкам воспламенения гептановоздушной смеси $\epsilon = 36,2$ ккал/моль, $k = 7,7 \cdot 10^{-12}$. Предполагая, что предэкспонент в выражении для задержек воспламенения уменьшается пропорционально увеличению концентрации кислорода, для гептанокислородной смеси находим $k = 1,613 \cdot 10^{-12}$. При указанных значениях параметров получены численные решения задачи.

На рис. 1 сплошными линиями изображены рассчитанные при $L_0 = 0,13$ м, $p_{01} = 6,8$ атм зависимости скоростей нестационарных детонационных волн от расстояния $r_{\text{ф}}$ во взвеси капель гептана ($d_0 = 1400$ мкм) с воздухом (1) и кислородом (2). Там же штриховыми линиями нанесены экспериментальные данные [4]. Видно, что для распыла капель гептана в кислороде эксперимент и расчет дают выход на самоподдерживающийся режим, а для распыла в воздухе происходит «срыв» детонации.

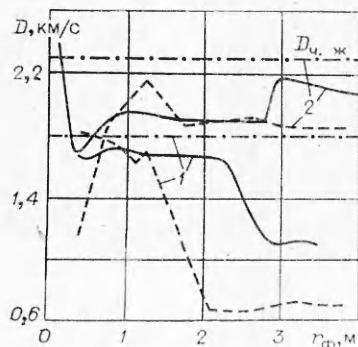


Рис. 1. Скорости гетерогенной детонации в зависимости от расстояния, отсчитываемого от торца трубы.

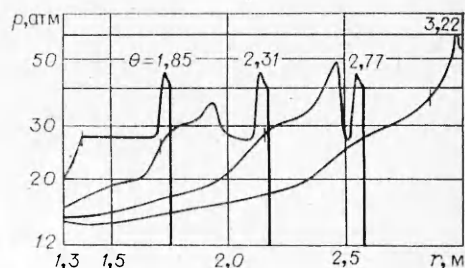


Рис. 2. Профили давления для ряда моментов времени $\theta = t\sqrt{p_0/\rho_0}/L_0$ в гептанокислородной среде ($d_0 = 1400$ мкм, $L_0 = 0,13$ м, $p_{01} = 6,8$ атм).

Динамика поведения скорости нестационарных ДВ в расчете несколько отличается от экспериментальной. Это и понятно, поскольку в эксперименте инициирующая УВ формируется при столкновении продуктов газовой детонации, истекающих из двух противоположных отверстий в стенке трубы, а в расчете — в результате выхода ДВ на границу раздела газ — двухфазная смесь. Согласно расчетам, после распада разрыва на контактной границе скорость волны монотонно уменьшается, причем в кислородной и воздушной взвесах до расстояний $r_{\phi} \approx 0,33$ м профили спада скорости практически совпадают. Далее из-за поршневого подпора ПД водородокислородной смеси и одновременного энерговыделения в двухфазной среде скорость нестационарной ДВ достигает минимума ($D_{\min} = 1650$ м/с в воздушной и $D_{\min} = 1700$ м/с в кислородной взвесах) и начинает постепенно увеличиваться. Однако из-за трения и теплоотвода в стенки трубы рост скорости ДВ прекращается, и в дальнейшем она остается меньше скорости стационарной детонации Чепмена — Жуге ($D_{\text{ч. ж}}$) без потерь.

Расчеты показывают, что «срыв» гетерогенной детонации происходит в момент времени, когда длина зоны индукции превысит расстояние от фронта УВ до точки распада капель. Для аэровзвеси капель гептана в воздухе (см. рис. 1, 1) такая ситуация наступает при $r_{\phi} = 2,3$ м. В смеси гептана в кислороде (кривая 2) при $r_{\phi} = 2,9$ м наблюдается подъем скорости ДВ с 1900 до 2140 м/с. Анализ решения показал, что этот эффект связан с образованием в плоской геометрии волны сжатия внутри зоны реакции (рис. 2) и приходом ее на фронт лидирующей УВ. Действительно, в зоне формируется «плато» параметров, где скорости газа и капель почти выравниваются. Из-за примыкающей к зоне нестационарной волны разрежения между «плато» и поверхностью Чепмена — Жуге скорость газа становится меньше скорости капель, что интенсифицирует процесс энерговыделения в указанной области. Причем скорость, давление и плотность газа становятся больше, чем на «плато». Рост параметров газа в зарождающейся волне сжатия, в свою очередь, приводит к росту энерговыделения в ней. Волна сжатия усиливается и начинает продвигаться к фронту УВ. Заметим, что для сферической и цилиндрической геометрии [3] расширение потока в зоне реакции двухфазной детонации препятствовало формированию волны сжатия в зоне.

С целью изучения критических режимов распространения гетерогенной детонации для взвеси капель гептана в кислороде проведены расчеты, в которых варьировалось начальное давление p_{01} газовой смеси в секции инициирования при фиксированном $L_0 = 0,13$ м. На рис. 3 приведены зависимости скорости нестационарной ДВ от расстояния для сверхкритического режима (кривые 1, 2) и докритического (кривые 3, 4). Видно, что с уменьшением p_{01} убывает D_{\min} , а это приводит к росту задержек воспламенения в зоне реакции гетерогенной детонации. Наконец, при $p_{01} = 2,5$ атм в окрестности D_{\min} длина зоны индукции становится больше расстояния от фронта УВ до точки распада капель гептана, резко изменяются профили в зоне и происходит «срыв» детонации. Даже наличие локального максимума скорости при $r_{\phi} \approx 0,53$ м, которое есть следствие двухстадийности процесса расширения ПД газовой смеси [11], не может предотвратить «срыв» волны.

Зная критическое давление p_{01}^* , определяем критическую энергию W^* инициирования гетерогенной (газ — капли) детонации. Полную энергию, заключенную в секции инициирования длиной L_0 , находим из выражения

$$W = SL_0 \rho_{01} U_0, \quad (3)$$

где S — площадь поперечного сечения трубы; $U_0 = p_{01}/(\gamma_0 - 1)\rho_{01} + E(1/\mu_1 - 1/\mu_{\max})$ — полная начальная энергия с учетом потенциальной химической энергии на единицу массы смеси [12]; E — энергия диссоциации; μ_{\max} — молекулярная масса смеси в предельно рекомбинирован-

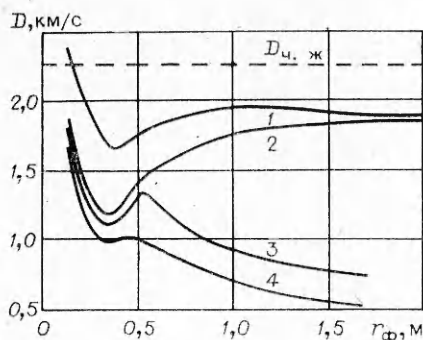


Рис. 3. Зависимости скоростей детонации от расстояния r_ϕ ; $p_{01} = 6,8$ (1), 2,8 (2), 2,5 (3), 2 атм (4).

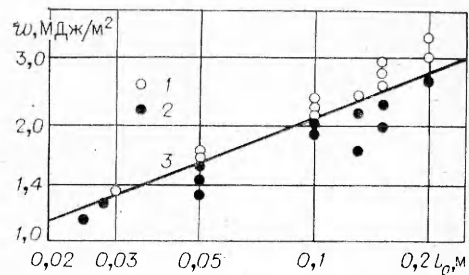


Рис. 4. Зависимость критической энергии взрыва от длины секции инициирования L_0 .

ном состоянии; μ_1 — константа интегрирования. Для стехиометрической водородокислородной смеси $U_0 = 13,47$ МДж/кг. В соответствии с (3) энергия на единицу площади $w = W/S$ есть функция двух параметров: длины секции инициирования L_0 и начальной плотности газовой смеси ρ_{01} (или, что эквивалентно, начального давления смеси p_{01}). В работе [13] установлено существование зависимости критической энергии инициирования газовой детонации от размеров области выделения энергии. Ясно, что аналогичная зависимость может существовать и при инициировании гетерогенной детонации. Для количественного определения этой зависимости проведена серия расчетов, в которых варьировались L_0 и p_{01} . Результаты представлены на рис. 4 (1 — выход на режим самоподдерживающейся гетерогенной детонации, 2 — отказ). Видно, что с увеличением длины секции инициирования критическая энергия инициирования монотонно растет (объемная плотность энергии смеси $\rho_{01}^* U_0$ — уменьшается). В рассмотренном диапазоне значений L_0 рост w^* хорошо описывается степенной зависимостью (рис. 4, 3)

$$w^* = w_{01}^* (L_0/L_{01})^{2,5}, \quad (4)$$

где w_{01}^* — численное значение критической энергии при фиксированной длине секции инициирования L_{01} . Например, при $L_{01} = 0,1$ м $w_{01}^* = 2,1$ МДж/м². Из (3) и (4) следует, что с ростом L_0 объемная плотность энергии газовой смеси убывает как $(L_0/L_{01})^{-3/5}$.

Таким образом, численно решена задача об инициировании в трубе гетерогенной (газ — капли) детонации взрывом стехиометрической водородокислородной смеси и проведено сопоставление с экспериментом. Рассчитаны величины критических энергий инициирования во взвеси капли гептан — кислород при изменяющихся длинах секции инициирования. Получена зависимость критической энергии взрыва от начальной объемной плотности энергии водородокислородной смеси.

Поступила в редакцию 4/VIII 1982,
после доработки — 12/V 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ждан. ФГВ, 1976, 12, 4.
2. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
3. С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 6.
4. P. L. Lu, N. S. Slagg a. o. Acta Astron., 1979, 6, 815.
5. С. А. Ждан, В. И. Феденюк. ФГВ, 1982, 18, 6.
6. Ю. А. Николаев. ФГВ, 1978, 14, 4.
7. С. А. Ждан, В. В. Мигрофанов. — В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черногловка, 1978.
8. V. V. Mitrofanov, A. V. Pinaev, S. A. Zhdan. Acta Astron., 1979, 6, 281.
9. И. П. Гинзбург. Прикладная гидрогазодинамика. Л., 1958.
10. С. К. Годунов и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

11. С. А. Ждан, В. И. Феденок.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 51. Новосибирск, 1981.
12. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
13. В. А. Левин, В. В. Марков, С. Ф. Осипкин. Отчет Института механики МГУ, № 2530, 1981.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СООТНОШЕНИЯХ ПЛОТНОСТЕЙ УДАРНИКА И МИШЕНИ

Ю. Г. Малама

(Москва)

Программа, описанная в [1] (более подробные сведения имеются в [2]), применена для расчетов удара вольфрама по алюминию со скоростью $v_s = 7,16$ и 40 км/с, сгустка газа с начальной плотностью $\rho_s = 0,1$ г/см³ по алюминию с $v_s = 16$ км/с и железа по габброидному апортозигу с $v_s = 15$ км/с.

При плотностях, больших нормальных, уравнение состояния всех твердых материалов имело форму Тиллотсона [3], а в газовой области — $p = 1/2 \cdot \rho(e - e_s)$ (p — давление, e — внутренняя энергия на единицу массы, e_s — энергия сублимации).

Для промежуточных плотностей применялись аппроксимации, плавно переводящие уравнение Тиллотсона в уравнение состояния идеального газа; константы использованных материалов приведены в [2]. Прочностные свойства мишени учитывались, как и в [1], в жесткопластическом приближении. Соответствующие константы для алюминия приведены в [1]; для предела текучести габброидного апортозита принята величина $0,25$ ГПа.

На рис. 1—5 результаты расчетов [1] удара алюминия по алюминию (точки 1—3) при $v_s = 7,16$ и 40 км/с сопоставляются с данными настоящих расчетов: 4—6 — удар вольфрама по алюминию, $v_s = 7,16$ и 40 км/с, 7 — удар сгустком газа по алюминию, $v_s = 16$ км/с, 8 — удар железа по габброидному апортозигу, $v_s = 15$ км/с.

Рассмотрим зависимость отношения полной энергии E_t , переданной мишени, к энергии удара E_0 от безразмерного времени $\tau = v_s t / r_0$ (см. рис. 1). Отметим, что в начальные моменты времени скорость передачи энергии максимальна для случая $\mu = \rho_s / \rho_t = 1$ и возрастает с увеличением скорости удара (данные 8 несколько выпадают из общей закономерности ввиду повышенного предела текучести мишени, что приводит к ее дополнительному нагреву). Начиная с некоторого момента времени, энергообмен в системе ударник — мишень прекращается, причем эффективная длительность удара растет с ростом μ и с уменьшением v_s . Благодаря этому обстоятельству, удар с максимальным значением μ (вольфрамовый ударник) оказывается в конечном итоге наиболее эффективным с точки зрения передачи энергии.

Основные качественные особенности данных рис. 1 следуют из соотношений Гюгонио в начальный момент времени. Рассматривая эти соотношения для уравнения состояния вида $D = c + su$ (D — скорость ударной волны, u — массовая скорость вещества за фронтом), полагая $u \gg c$ (высокоскоростной удар) и считая коэффициент s одинаковым для ударника и мишени, можно получить простые оценки для скорости контактной поверхности $u \approx v_s \cdot \sqrt{\mu} / (1 + \sqrt{\mu})$, а также для характерных времен замедления τ_v и потери энергии ударника τ_E : $\tau_E = \tau_0 (1 + \sqrt{\mu})^2 / \sqrt{\mu}$, $\tau_v = \tau_0 (1 + \sqrt{\mu})^2$ ($\tau_0 = h / sv_s$, h — начальная высота ударника). В частности, эффективная длительность взаимодействия ударника с мишенью, которая, очевидно, с точностью до коэффициента совпадает с величи-