

[22, 23]. Он содержал 3,5 кг ВВ и 0,6 кг металлического бария в виде шести тонкостенных цилиндрических вкладышей ячеистого заряда. Примерно 8% массы бария имела скорость более 10 км/с.

Одним из важных результатов этого эксперимента было обнаружение [24, 25] стимулированного выпадения захваченных электронов из внутреннего радиационного пояса Земли, вызванное кумулятивной инжекцией бариевой плазмы. По мнению авторов, это связано с приблизительно прямоугольным распределением массовой скорости в бариевой плазме от ячеистого кумулятивного инжектора. Более подробная информация об эксперименте «Сполах-2» содержится в работах [22—25].

Поступила в редакцию 21/X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Shock Tubes. Proc. 7-th Intern. Shock Tube Symp., 23—25 June 1969, Toronto, Canada.
2. А. Е. Войтенко. ЖТФ, 1966, XXXVI, 1.
3. I. I. Glass et al. AIAA J., 1974, 12, 3.
4. S. P. Gill, W. V. Simpkinson. 7-th Intern. Shock Tube Symp., 23—25 June 1969, Toronto, Canada.
5. D. W. Woodhead. Nature, 1947, 160, 4071.
6. В. М. Титов, Ю. И. Фадеев, И. С. Титова. Докл. АН СССР, 1968, 180, 5.
7. И. Ф. Жариков, И. В. Немчинов, М. А. Цикулин. ПМТФ, 1967, 1.
8. А. С. Загуменнов, И. С. Титова и др. ПМТФ, 1969, 2.
9. В. М. Титов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1980, 16, 5.
10. Ю. Я. Ружин, В. С. Скомаровский, Г. А. Швецов.— В сб.: Исследование космической плазмы. М.: Наука, 1980.
11. А. Е. Войтенко, В. И. Кирко. ФГВ, 1975, 11, 6.
12. J. Teno, O. K. Sonju. Tech. Rep. AFAPL — TR — 74—48, 1974.
13. Физика быстротекающих процессов. М.: Мир, 1971.
14. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
15. Г. В. Пряхин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1971, 3.
16. В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. VII. Новосибирск, 1971.
17. M. S. Jones, C. N. McKinnon. Proc. Confer. Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments. Frascati, Italy, 1965.
18. Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, А. Н. Кокора. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1965.
19. И. Ш. Модель. ЖЭТФ, 1957, 32, 4.
20. G. Haerendal. Space Res., XIII, 1973.
21. E. M. Weskott et al. J. Geophys. Res., 1972, 77, 16.
22. И. А. Жулин, А. С. Лоевский и др. Тр. VI Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Ч. III. Новосибирск, 1979.
23. Yu. Ya. Ruzhin, V. S. Skomarovsky, G. A. Shvetsov. Proc. XV Inter. Confer. on Phenomena in Ionized Gases. Minsk, 1981.
24. И. А. Жулин, Ю. Я. Ружин и др. Препринт ИЗМИР АН СССР, 1979.
25. Космические исследования, выполненные в СССР в 1978 году. М.: Наука, 1979.

УДК 532.593

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ УДАРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ТНТ

В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский
(Новосибирск)

Наряду с экспериментальными методами при исследовании процессов возбуждения детонации в конденсированных ВВ в настоящее время широко используется метод математического моделирования. При построении математической модели инициирования гетерогенных ВВ вещество в зоне химической реакции за фронтом ударной волны, как правило, представляется в виде смеси непрореагировавшего ВВ и продуктов детонации (ПД). Современные экспериментальные методы не позволяют обес-

90

печить измерение газодинамических и термодинамических параметров отдельных компонентов в зоне реакции, поэтому при разработке модели приходится использовать те или иные допущения о развитии процесса инициирования. Наиболее общими практически для всех моделей являются предположения о развитии реакции из отдельных очагов (горячих точек), равенство массовых скоростей и давлений отдельных компонентов в зоне реакции. В [1, 2] полагают равными и температуры.

Отсутствие строгой, физически обоснованной модели возникновения и развития горячих точек приводит к разнообразию методик численного моделирования. В настоящее время широкое распространение получил так называемый «макрокинетический» подход для определения закона энергосыделения в зоне реакции. Известные в литературе способы описания зависимости скорости разложения ВВ (т. е. уравнение «макрокинетики») от основных параметров процесса можно условно разделить на две группы.

К первой относятся модели, в которых по измеренным профилям давления или массовой скорости при соответствующих уравнениях состояния компонентов с использованием газодинамического анализа в лагранжевых координатах определяют скорость энергосыделения. Затем проводят корреляцию между скоростью реакции и другими параметрами состояния компонентов. После этого полученное уравнение «макрокинетики» используют для решения других задач. Так, в [1] закон энергосыделения представлялся полиномом вида

$$\dot{q} = (1 - q) \exp \left(\sum_{i=0}^m \alpha_i p^i \right), \quad (1)$$

где q — массовая концентрация ПД; \dot{q} — полная производная по времени.

Для ряда ВВ это разложение включает члены от нулевой до четырнадцатой степени. Эта методика достаточно эффективна для моделирования широкого круга задач. В [2] приводится полученный эмпирическим путем закон энергосыделения, в котором скорость разложения лагранжевой частицы

$$\dot{q} = 0,17 (1 - q) p_s^2 G(p, t) \exp(-1200/T), \quad (2)$$

где p_s — давление на фронте ударной волны, через который прошла данная частица; T — температура. Отметим, что в этой работе, использующей те же уравнения состояния, что и в [1], проводится сравнение зависимостей (2) и (1) и отмечаются некоторые качественные отклонения результатов расчетов, полученных с уравнением (1), от экспериментальных.

Зависимость вида

$$\dot{q} = k(q + q_0)(A - q)^m p, \quad (3)$$

полученная в [3] для политропического уравнения состояния ПД, использовалась [4] для расчета модельных задач по инициированию литого и прессованного ТНТ. Параметры q_0 , k , A , m зависят от вида ВВ, а для прессованного ВВ в правой части (3) добавляется выражение $p_s(1 - v/v_0)$, где v и v_0 — удельный объем на фронте УВ и начальный соответственно.

Во вторую группу входят модели, в которых уравнение «макрокинетики» следует из феноменологического описания процесса детонации, а свободные параметры в уравнении определяются при сопоставлении расчетных результатов с экспериментальными [5—9]. Подобный подход при выводе закона энергосыделения представляется физически более оправданным. В то же время для определения степени достоверности используемых предположений и для уточнения области применимости «макрокинетики» целесообразна проверка предлагаемых моделей в расчетах задач с отличными от тестовой областями изменения основных параметров (p , u , v) и их производных. Отметим, что в [5, 8, 9] приведены расчеты только модельных задач.

Общим критерием для всех методик является их проверка на устойчивость при описании процесса распространения стационарной детонации, а также сопоставление расчетных и получаемых по теории Зельдовича-Неймана $p-v$ -диаграмм в зоне химической реакции.

В настоящей работе излагаются результаты численного и экспериментального исследования ударно-волнового инициирования ТНТ.

Основные положения расчетной модели

1. За фронтом ударной волны (УВ) исходное ВВ представляется в виде отдельных сферических частиц одинакового радиуса r_0 . Количество частиц в единице массы постоянно и равно N_0 .

2. Переход ВВ в ПД происходит в волне разложения. Скорость распространения фронта волны пропорциональна давлению ($v = ap, a = \text{const}$).

3. Компоненты смеси ВВ и ПД с массовыми концентрациями $(1-q)$ и q соответственно находятся в зоне химической реакции при одинаковом давлении, но с разными температурами.

4. Теплообмен между компонентами отсутствует.

5. Число очагов зарождения реакции, т. е. количество горячих точек подчиняется закону

$$N = N_0 \exp(-E^*/E_T),$$

где $E^* = \text{const}$, а E_T — тепловая составляющая удельной внутренней энергии ВВ.

6. Процесс разложения ВВ в зоне реакции осуществляется в два этапа. На первом каждый из N очагов разгорается независимо от других из некоторого начального объема ω_0 . При достижении очагом размеров, сопоставимых с диаметром частиц ВВ (при этом $q = q^* = \exp(-E^*/E_T)$), происходит смена механизма распространения волны разложения. На втором этапе число частиц равно $N_0(1-q^*)$, но эффективно в реакции участвуют только $N_0(1-q^*) \exp(-E^*/E_T)$ частиц, которые разлагаются от периферии к центру.

Процесс описывается в рамках законов сохранения, используемых в газовой динамике для невязкого и нетеплопроводного газа. Методика численного решения уравнений методом Годунова [10] детально описана в [11]. Модельные граничные условия, принимавшиеся ранее в [11, 12], позволили получить правильную качественную картину явления, но, как показано в [12], давали расхождение во временных оценках процесса. В данной работе в отличие от [11, 12] при моделировании использовались экспериментально полученные граничные условия, что позволило уточнить вид уравнений «макрокинетики» и критерий перехода между начальным и конечным этапами процесса разложения ВВ. Остановимся подробнее на выводе уравнения «макрокинетики». В соответствии с основными предположениями скорость разложения на первом этапе

$$\dot{q}_1 = 4\pi R^2 a p \rho_1 N_0 \exp(-E^*/E_T). \quad (4)$$

Используя условие $1 N_0 \cdot \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_0 = 1$ и соотношение $q = 4/3 \cdot \pi R^3 \rho_2 N_0 \times \exp(-E^*/E_T)$, где R — текущий радиус очага; ρ_0 , ρ_1 и ρ_2 — начальная плотность ВВ, плотность ВВ и ПД соответственно, получаем из (4)

$$\dot{q}_1 = 3 \left(\frac{a}{r_0} \right) \left(\frac{1-q}{1-\sigma} \right) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} \cdot p \exp\left(-\frac{E^*}{3E_T}\right) \sigma^{2/3}. \quad (5)$$

Здесь $1/\rho = q/\rho_2 + (1-q)/\rho_1$, а $\sigma = q\rho/\rho_2$ — объемная концентрация ПД. На начальном этапе ($q=0$) полагаем $\sigma_0 = \omega_0$, а $\omega_0 \sim (\rho^* - \rho_0)/\rho^*$, ρ^* — плотность монокристалла ТНТ.

Аналогичным образом на втором этапе

$$\dot{q}_{II} = 3 \left(\frac{a}{r_0} \right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/3} p \exp \left(- \frac{E^*}{E_T} \right) (1 - q^*)^{1/3} (1 - \sigma)^{2/3}. \quad (6)$$

Одномерная постановка

Экспериментальное определение профилей $p(h, t)$ (h — лагранжева координата датчика — расстояние от плоскости инициирования) проводилось по схеме, изображенной на рис. 1. Исследуемый образец нагружался сборкой, состоящей из плоскостного генератора, шашки из ТНТ или баратола и аттенюатора из преград различной динамической жесткости (слой бензина высотой 25 мм и медный экран высотой 15 мм). Шашка из ТНТ или баратола в сочетании с таким аттенюатором создавала импульс давления в образце из ТНТ с начальной амплитудой 6,7 и 3,2 ГПа соответственно. Импульс давления, зарегистрированный на границе меди с нереагирующим образцом из фторопласта-4, имел форму, близкую к треугольной, со спадом уровня давления на 50% за 4 мкс. Размеры системы обеспечивали отсутствие влияния боковых волн разрежения на ФУВ в образце до $h \leq 22$ мм. Образец набирался из пластин ТНТ толщиной по 2 мм, площадью 60×80 мм². Структура пластин, полученных вибролитьем, мелкокристаллическая, плотность $1,61 \pm 0,005$ г/см³.

Известно [13], что при высоких плотностях ударная чувствительность ВВ и связанные с ней параметры сильно зависят от незначительных изменений плотности. Для уменьшения ошибок, вызванных разбросом в условиях нагружения и начальной плотности образцов, при анализе рассматривались серии записей $p(h, t)$, полученные в одном эксперименте с использованием четырех датчиков. Каждый датчик давления представлял собой полоску марганца толщиной 15 мкм, шириной 0,5 и длиной 3—4 мм и присоединялся по четырехточечной схеме с помощью токоподводов из медной фольги толщиной 20 мкм. Датчики изолировались фторопластовой пленкой толщиной по 0,1 мм с каждой стороны. Датчик питался током 10 А от транзисторного генератора тока [14].

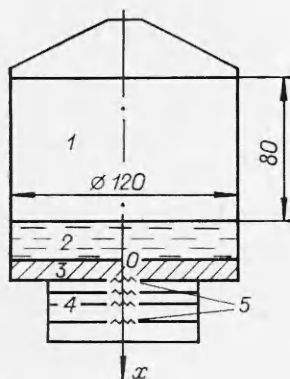


Рис. 1. Схема одномерной постановки.

1 — взрывное устройство; 2 — слой бензина; 3 — медь; 4 — литой ТНТ ($\rho = 1,61$ г/см³); 5 — марганциновые датчики ($h = 0, 6, 12, 20$) мм.

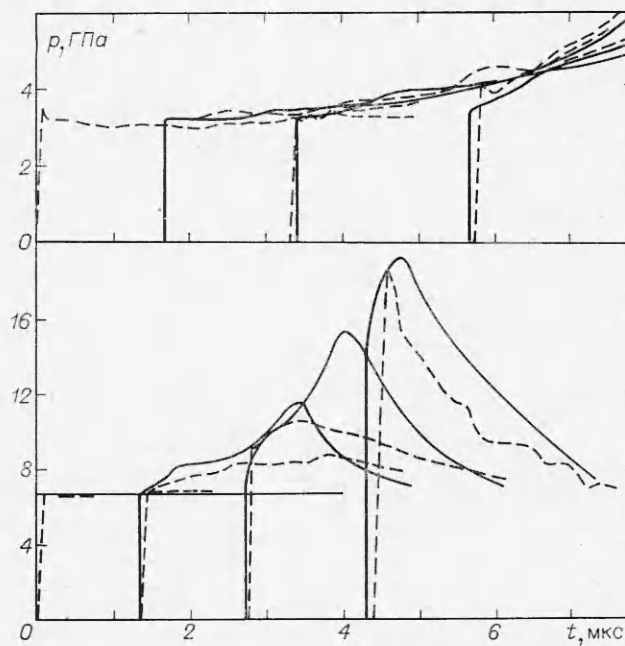


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей $p(h, t)$; расчет — сплошные линии, эксперимент — штриховые (положение датчиков — $h = 0, 6, 12, 20$ мм).

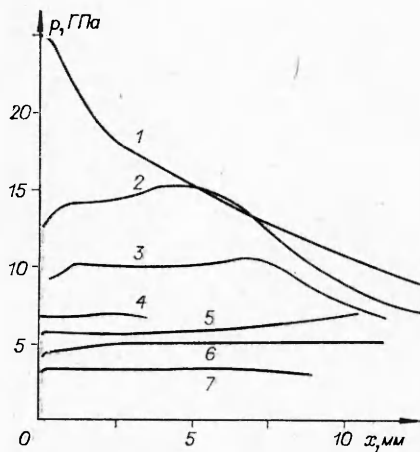


Рис. 3. Распределение давления за фронтом УВ в различные моменты времени.

t , мкс: 1—5,6; 2—4,1; 3, 7—3,1; 4—0,92; 5—10,5; 6—8,3. Амплитуда инициирующей УВ, ГПа: 1—4—6,7, 5—7—3,2.

В качестве граничного условия при $x = 0$ использовалась аппроксимированная экспериментальная зависимость $p(0, t)$. На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные зависимости $p(h, t)$ при инициировании слабыми и умеренными УВ. Характерная особенность для случая слабой УВ состоит в том, что на протяжении всего времени наблюдения происходит взаимное наложение всех полученных профилей. Подобная тенденция в поведении $p(h, t)$ наблюдается и для начальной стадии инициирования детонации УВ умеренной интенсивности. Этот факт свидетельствует о том, что в литом ТНТ за фронтом УВ интенсивностью ниже некоторой критической для данных условий нагружения, длительное время существует зона почти постоянного давления в объеме, пройденном УВ. При достижении УВ интенсивности, больше критической, происходит резкое нарастание скорости энерговыделения непосредственно у фронта УВ, что приводит к образованию волны со структурой, близкой к стационарной.

Распределение расчетных профилей давления за фронтом УВ в различные моменты времени приведено на рис. 3. В проведенных экспериментах и расчетах с умеренными УВ детонация выходит на стационарный режим с давлением в химике 25,2 ГПа, $D = 6,98$ км/с, $p_{\text{ч-ж}} = 18,3$ ГПа.

Незначительное изменение начальных данных (добавление в исходное ВВ продуктов детонации ($q = 0,0005$) с плотностью $\rho_2 = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³) позволяет без изменения коэффициентов в уравнении «макрокинетики» рассчитывать процесс в пористом ТНТ ($\rho_0 = 1$ г/см³). Характер расчетной $p-v$ -диаграммы процесса для стационарной волны (рис. 4) соответствует представлению о структуре зоны химической реакции в теории Зельдовича — Неймана. Скорость детонации и время химической реакции хорошо согласуются с экспериментальными данными [15]: $D_{\text{эксп}} = 5,1$ км/с, $D_{\text{расч}} = 5,09$ км/с, $\tau_{\text{эксп}} = 0,5$ мкс, $\tau_{\text{расч}} = 0,47$ мкс. Тем самым показана возможность использования описанной методики численного моделирования для исследования переходных процессов в неоднородном по плотности ВВ. Характер распределения давления за фронтом ударной волны в пористом ТНТ аналогичен приведенному на рис. 3.

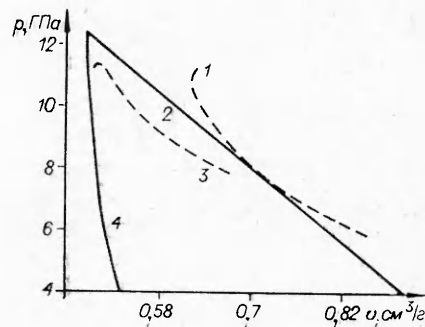


Рис. 4. $p-v$ -диаграмма детонационной волны в пористом ТНТ.

1 — расчетные состояния ПД за УВ; 2 — линия Релея — Михельсона, $D = 5,09$ км/с; 3 — расчетные состояния ВВ за УВ; 4 — ударная адиабата ВВ, $D = 0,307 + 1,848 v$ [16].

Иницирование литого ТНТ ударником конечных размеров

Взрывная система ускоряла дюралюминиевый ударник диаметром 20 мм и высотой $\delta = 10$ мм. После прохождения разгонного участка осколки obtюратора и часть продуктов взрыва отсекались стальной пластиной. Прохождение элемента через отсекатель, его форма и осесимметричность удара контролировались рентгенографированием. Поверхность исследуемого ВВ закрывалась экраном толщиной 3 мм из алюминиевого сплава АД1. Для определения скорости элемента перед соударением над экраном располагались два контактных зонда, сигналы с которых регистрировались хронометром. Заряд ТНТ ($\rho_0 = 1,60 \pm 0,01$ г/см³), полученный вибролитьем, помещался внутри дюралюминиевого стакана, вдоль оси которого перед заливкой натягивался реостатный датчик [17]. Внешний диаметр датчика 0,4 мм.

При записи осциллографом временной развертки падения напряжения на датчике регистрируется $x-t$ -диаграмма движения фронта. При скорости ударника $W_0 = 1,71$ км/с наблюдается непрерывное затухание УВ на оси заряда, что соответствует отказу. Отметим, что при одномерном нагружении этой скорости ударника (инициирующее давление в ТНТ 9 ГПа) при $\delta = 10$ мм достаточно, чтобы вызвать детонацию заряда. Отказ в данном эксперименте вызван двумерными эффектами. Оценки, проведенные для критической скорости элемента W_0^* с использованием эмпирического соотношения [18], дают в данном случае значения $W_0^* = 1,7 \div 2,0$ км/с в зависимости от величины критического диаметра (16—27,5 мм). На рис. 5 приведены результаты численного дифференцирования осциллограммы, полученной в опыте при $W_0 = 1,97$ км/с, т. е. в условиях, близких к критическим.

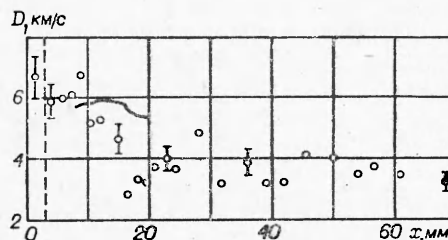
После входа УВ в ТНТ замечен рост скорости распространения волны, которая при $x \approx 8$ мм достигает нормальной скорости детонации ТНТ. Однако к этому моменту времен волна разрежения с тыльной стороны экрана и боковой поверхности ударника достигает оси симметрии в зоне реакции и последующее поведение зависимости $D(x)$ определяется двумерным характером процесса. Наличие кривизны фронта приводит к снижению давления и температуры в зоне реакции. Это, в свою очередь, замедляет процесс разложения ВВ и увеличивает протяженность зоны реакции, особенно на периферийных участках. Тем самым создаются условия для проникновения волн разрежения непосредственно в зону реакции, что уменьшает скорость распространения детонационной волны.

Процесс затухания детонации усиливается после прихода разгрузки с тыльной стороны поверхности ударника ($x \approx 14$ мм). Далее при изменении x от 20 до 70 мм устанавливается квазистационарный режим распространения детонации со средней скоростью $D = 3,5 \pm 0,5$ км/с, аналогичный детонации с малой скоростью, наблюдавшейся в длинных цилиндрических зарядах с оболочками [19]. В экспериментах, проведенных при $W_0 = 2,24$ и $3,54$ км/с, по всей длине заряда значения скорости детонации равнялись соответственно 4,62 и 6 км/с. В этих экспериментах отмечалась неустойчивая работа реостатного датчика при $x = 8 \div 16$ мм. Производная сигнала датчика меняла на этом участке знак, что, по-видимому, связано с нарушением симметрии схлопывания капилляра, начиная с момента прихода волн разрежения с боковой поверхности ударника.

По схеме, аналогичной экспериментальной, с $W_0 = 2$ км/с произво-

Рис. 5. Зависимость скорости УВ от расстояния вдоль оси заряда.

Эксперимент — точки, расчет — сплошная линия, штриховая линия отмечает границу раздела экран — ТНТ.



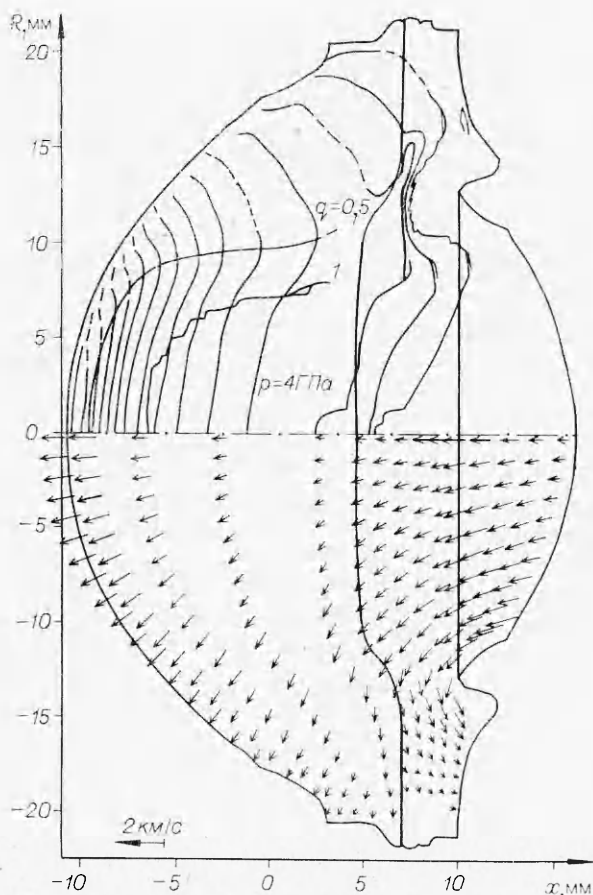


Рис. 6. Расчетные поля скоростей и давления при $t = 3,61$ мкс. Интервал между изобарами 1 ГПа.

$= 3,61$ мкс ($x = 20$ мм) изображен на рис. 6. В настоящем варианте расчета не выделялся контактный разрыв между однородным ударником и экраном. Отметим следующую особенность расчетной картины. Если по сферической форме ударной волны в ВВ для данного момента времени трудно судить о размерах области первоначального приложения инициирующей нагрузки, то по характеру изолиний $q = 0,5$ и 1 процесс аналогичен детонации цилиндрического заряда с радиальными размерами, близкими к исходным размерам ударника. Как следует из описания эксперимента, эта тенденция, по видимому, сохраняется и на более поздних стадиях процесса. Роль оболочки для детонирующей центральной части заряда играет в этом случае периферийная часть зоны реакции.

Заключение

Таким образом, в работе экспериментально установлено, что при одномерном нагружении слабой (3,2 ГПа) УВ треугольной формы в образце литого ТНТ за фронтом УВ формируется практически безградиентный поток. Рост давления в области, охваченной УВ, определяется нарастанием давления на фронте. Подобная картина наблюдалась и на начальной стадии нагружения УВ умеренной (6,7 ГПа) интенсивности. В этом случае в области давлений ~ 15 ГПа происходило резкое нарастание параметров в непосредственной близости к фронту и формировалось распределение давления, характерное для стационарной детонационной волны с химпином.

дился газодинамический расчет для осесимметричного случая с теми же, что и в одномерной постановке значениями параметров в уравнении «макрокинетики». Для алюминия использовалось уравнение состояния в форме Ми — Грюнайзена.

Расчетные значения скорости распространения детонации по оси заряда $D(x)$ также нанесены на рис. 5. Как видно, расчетные данные имеют достаточно хорошее соответствие с экспериментально определенными временными характеристиками процесса. Расхождение данных по абсолютному значению $D(x)$ вызвано, возможно, тем, что в газодинамической постановке не учитываются прочностные свойства экрана и ударника и возможность перфорации экрана, т. е. явлений, снижающих действие ударника на ВВ.

Вид расчетной области с изобарами и полем скоростей на момент $t =$

В опытах в двумерной постановке установлено, что после переходных процессов, обусловленных проникновением волн разрежения с боковых и тыльных поверхностей ударника и экрана в зону реакции, на оси заряда устанавливается квазистационарный режим распространения детонации со средней скоростью, ниже нормальной и зависящей от начальной скорости ударника.

Численная модель, рассмотренная в работе, имеет простой математический аппарат. В уравнение «макрокинетики» заложен физический принцип, удобный для качественного анализа основных закономерностей поведения параметров в зоне реакции, а число констант, которые должны быть взяты из опыта для подгонки расчетных решений к эксперименту, сведено к двум.

Как уже отмечалось выше, расчет по предлагаемой модели дает в плоскости p , v картину структуры зоны химической реакции, соответствующую модели Зельдовича — Неймана. Качественное и количественное совпадение расчетных и экспериментальных данных для рассмотренных задач, в том числе и для пористого ТНТ, дает основание считать модель достаточно обоснованной. Имеющийся в литературе экспериментальный материал свидетельствует о качественном совпадении поведения различных однокомпонентных конденсированных ВВ при одинаковых условиях возбуждения детонации. Это может служить подтверждением тому, что вид уравнения «макрокинетики», принятый в настоящей работе, у различных ВВ одинаков и пригоден не только для ТНТ. Для перехода к моделированию процессов в других ВВ, по-видимому, достаточно изменения параметра E^* и a/r_0 , для оценки значений которых существуют надежные экспериментальные данные.

Авторы выражают признательность В. М. Титову и В. В. Сильвестрову за интерес к работе и плодотворные обсуждения.

Поступила в редакцию 7/XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Charles L. Mader. Numerical Modeling of Detonations. Univ. Calif. Press, Berkeley — Los Angeles — London, 1979.
2. Дж. Уокерли, Р. Раби и др.— В сб.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
3. Г. Н. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
4. Г. Н. Канель, Т. Н. Фортова и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
5. Р. Чайкен, Дж. Эдварде.— В сб.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
6. Л. Грин, Е. Нидик и др.— В сб.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
7. А. Шильпероорд.— В сб.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
8. В. П. Постнов, В. С. Соловьев.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
9. М. В. Баталова, С. М. Бахрах, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1980, 16, 2.
10. С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
11. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1980, 16, 6.
12. V. M. Titov, V. F. Lobanov et al. Proc. Seventh Symp. on Detonation, 1981. USA.
13. D. Price. Fifth Symp. on Detonation, NOL — ONR, ACR — 184, 1977, p. 207.
14. С. А. Бордзиловский, П. А. Дрожжин и др.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 48. Новосибирск, 1980.
15. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
16. J. O. Erkman, D. J. Edwards. Sixth Symp. on Detonation. ACR — 221. Arlington, Virginia, 1976.
17. Н. Н. Горшков, В. В. Сильвестров. ПТЭ, 1976, 4.
18. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др.— В сб.: Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
19. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973.