

шение, связывающее количество накопленной энергии в волне с массой, через которую она прошла, можно записать в следующем виде:

$$dQ = T(S_{ж} - S_{к})dm,$$

где Q — количество накопленной энергии; T — температура расплава; $S_{ж}$ — энтропия жидкой фазы; $S_{к}$ — энтропия кристаллической фазы; m — масса, через которую прошла волна.

Количество энергии, выделяющейся в опытах со взрывом, может быть оценено следующим образом: для нагрева тигля на 200° за $3 \cdot 10^{-3}$ с необходима энергия порядка 10 кДж [7], для выброса расплава массой $59 \cdot 10^{-3}$ кг из тигля требуется энергия ~ 10 кДж (учитывая, что при разлете расплава слышен звук, характерный для случая преодоления звукового барьера, скорость разлета расплава принята равной скорости звука); для разрушения тигля и создания звукового эффекта необходимо затратить количество энергии, равное ~ 2 кДж.

Таким образом, общее количество выделившейся при взрыве энергии можно оценить для наших опытов в ~ 22 кДж. Энергия скрытого тепла фазового перехода жидкость — кристалл для одного моля NaCl равна 30,3 кДж. Масса расплава в тиглях составляла примерно 1 моль, так что энергетический эффект взрыва соответствует энергии полной перекристаллизации вещества расплава за вычетом потерь от рекомбинации части экситонов с образованием дефектной кристаллической структуры.

Таким образом, проведенные исследования процесса взрыва при падении воды в расплавленные соли показывают, что развитие данного процесса не удается объяснить с позиции «вскипания», химической модели и реализации метастабильного состояния. Предлагаемая в общем виде модель удовлетворительно описывает все стадии развития взрыва, а построенные на ее основе количественные оценки находятся в разумном соответствии с реальным энергетическим эффектом процесса.

Авторы выражают искреннюю благодарность А. А. Таракановскому за ценные замечания в процессе проведения экспериментов.

*Поступила в редакцию
24/II 1981*

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Long, Explosions of Molten Aluminum in Wates, Cause and Prevention. Metal Progress, May, 1957.
2. J. A. Sallack. Pulp and Paper Magazine of Canada, 1955, 56, 10, 114.
3. Ю. Н. Корчунов, Б. Ф. Фролов. Тр. ЦКТИ, вып. 149, Л., 1977.
4. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
5. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
6. Ч. Б. Лушник, И. К. Витол, М. А. Эланго. УФН, 1977, 122, 2, 223.
7. Б. А. Григорьев. Импульсный нагрев излучением. М.: Наука, 1974.

ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗРЫВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ВВ В ВОЗДУХЕ

*А. А. Васильев, С. А. Ждан
(Новосибирск)*

В настоящее время принято, что инициирование детонации во взрывчатой газовой смеси определяется не только полной энергией источника, но и пространственно-временными характеристиками энерговыделения. Из различных источников инициирования (взрывающаяся проволока,

электрический и лазерный пробой, ВВ) для возбуждения детонации в топливно-воздушных смесях, как правило, применяются заряды конденсированного ВВ, поэтому для определения критической энергии инициирования важно знать характер выделения и перераспределения энергии между продуктами детонации (ПД) и возбуждаемой ими ударной волной (УВ).

Решение задачи об ударной волне в рамках классической теории точечного взрыва содержится в ряде работ (см., например, библиографию в [1]). Численный расчет взрыва сферического заряда конденсированного ВВ (ТНТ) в воздухе наиболее подробно представлен в [2]. Цилиндрический случай симметрии рассмотрен менее подробно. Из экспериментальных работ следует отметить работу [3], посвященную исследованию распространения УВ, возбуждаемой длинным зарядом ВВ (прессованные заряды ТГ 50/50 и ДШ) на расстояниях, больших 50 радиусов заряда. Подобные измерения позднее выполнены в [4]. Там же решен ряд задач о поведении УВ, образующейся в результате распада цилиндрической области высокого давления. Результаты расчетов взрыва цилиндрического заряда гексогена в воздухе и аргоне при $p_0 = 0,13$ атм с учетом излучения и при наличии магнитного поля приведены в [5]. Следует также отметить работы [6, 7], где выполнен двумерный расчет УВ от зарядов ВВ различной формы. Некоторые оценки поведения УВ в ближней зоне приведены в [8], где уравнение состояния ПД задавалось трехстадийной изэнтропой расширения. Во всех перечисленных работах реальная картина распределения параметров ПД заменялась идеализированной с постоянными значениями, либо используемые уравнения состояния продуктов ВВ содержали большое количество параметров, как в [5, 8], величины которых зависели от конкретного ВВ.

Комплексному решению задачи о взрыве цилиндрических зарядов различных ВВ в воздухе, а также экспериментальной проверке параметров УВ в ближней зоне, т. е. области от поверхности заряда до зоны энергетического подобия, и посвящена данная работа.

Математическая формулировка задачи

Предположим, что в воздухе с начальным давлением p_0 и плотностью ρ_0 произведен вдоль оси подрыв цилиндрического заряда конденсированного ВВ. Заряд характеризуется начальной плотностью $\rho_{вв}$, радиусом $r_{вв}$ и скоростью детонации D_0 .

Начиная с момента выхода детонационной волны (ДВ) на поверхность заряда в воздухе будет распространяться цилиндрическая УВ. В силу цилиндрической симметрии задачу можно описывать системой уравнений одномерной газовой динамики, которая представима в следующем безразмерном виде:

а) в области ПД от оси симметрии до контактной поверхности $0 \leq \lambda \leq \lambda_{к.п}$ в лагранжевых переменных

$$\begin{aligned} \partial \lambda / \partial T &= U, \quad \partial U / \partial T = -\rho_0 / \rho_{вв} \cdot (\lambda / \xi) \cdot \partial P / \partial \xi, \\ \partial E / \partial T &= -P \cdot \partial (1/\rho) / \partial T, \quad 1/\rho = \rho_0 / \rho_{вв} \cdot (\lambda / \xi) \cdot \partial \lambda / \partial \xi, \end{aligned} \quad (1)$$

б) в области от контактной поверхности до фронта УВ $\lambda_{к.п} \leq \lambda \leq \lambda_{\phi}$ в эйлеровых переменных

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial T + 1/\lambda \cdot \partial (\rho U \lambda) / \partial \lambda &= 0, \\ \partial (\rho U) / \partial T + 1/\lambda \cdot \partial (\rho U^2 \lambda) / \partial \lambda + \partial P / \partial \lambda &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial T} [\rho (E + U^2/2)] + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \lambda} [\rho U (E + P/\rho + U^2/2) \lambda] &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\rho = R/\rho_0$; $U = u/\sqrt{p_0/\rho_0}$; $P = p/p_0$; $E = e\rho_0/p_0$; $T = t\sqrt{p_0/\rho_0}/r_{вв}$; $\lambda = r/r_{вв}$; $\lambda_{к.п} = r_{к.п}/r_{вв}$; $\lambda_{\phi} = r_{\phi}/r_{вв}$; ξ — лагранжева координата ПД; R — плотность;

u — массовая скорость; p — давление; e — внутренняя энергия; t — время; r — пространственная переменная; $r_{н.п.}$, $r_{ф.}$ — расстояния от оси симметрии до контактной поверхности и УВ соответственно.

Уравнение состояния

Анализ уравнений состояния ПД для наиболее распространенных ВВ (тротил, гексоген, ТГ, тэн различной начальной плотности) показал, что к настоящему времени достаточной общностью и универсальностью обладает уравнение состояния

$$P = [\gamma(\rho) - 1] \cdot \rho E + \varphi(\rho), \quad (3)$$

в котором функции $\gamma(\rho)$ и $\varphi(\rho)$, согласно [9], имеют следующий вид:

$$\gamma(\rho) = \begin{cases} \gamma_{\infty} & \text{при } x > 1, \\ \gamma_0 + (\gamma_{\infty} - \gamma_0)x(3 - 3x + x^2) & \text{при } x \leq 1, \end{cases} \quad (4)$$

$$\varphi(\rho) = \begin{cases} \frac{\rho_* D_*^2}{\rho_0} A (\delta - \delta_*)^{\alpha} & \text{при } x > 1, \\ 0 & \text{при } x \leq 1, \end{cases} \quad (5)$$

где $x = \delta/\delta_*$; $\delta = \rho\rho_0/\rho_*$; $A = 0,1533$; $\alpha = 2,284$; $\gamma_0 = 1,375$; $\gamma_{\infty} = 1,67$; $\delta_* = 0,35$; ρ_* — кристаллическая плотность ВВ; D_* — скорость детонации в ВВ с этой плотностью.

Особо отметим, что для получения уравнения состояния ПД конкретного ВВ, как показано в [9], достаточно задать лишь два физических параметра ρ_* и D_* , причем вид уравнения состояния и значения констант не меняются при варьировании начальной плотности заряда $\rho_{вв.}$ Воздух предполагался идеальным газом с постоянным отношением удельных теплоемкостей γ_1 .

Граничные условия: на оси симметрии нулевая массовая скорость; на контактной поверхности — равенство давлений и массовых скоростей; на УВ — общеизвестные соотношения на скачке. В качестве начальных данных для расчета задачи необходимо иметь распределения газодинамических переменных в ПД в момент выхода ДВ на поверхность заряда. Эти значения найдены из расчета автомодельной задачи (подробности см. в [10]) с использованием уравнения состояния (3)—(5) для ПД.

Алгоритм численного решения построен так, что область ПД рассчитывалась по методу псевдовязкости [11], а область между контактной поверхностью и фронтом УВ — методом подвижных сеток [12], который позволяет аккуратно выделять фронт УВ.

Численные решения получены при стандартных значениях параметров воздуха: $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Н/м², $\rho_0 = 1,1842$ кг/м³, $T_0 = 298,15$ К, $\gamma_1 = 1,4$. Скорости детонации D_0 для различных начальных плотностей ВВ определялись из соотношения $D_0 = \Delta^{0,7} D_*$, где $\Delta = \rho_{вв.}/\rho_*$ [9]. Величина полной энергии, заключенной в заряде ВВ, в момент выхода ДВ на его поверхность находится из выражения

$$W = \frac{\sigma_v}{v+1} \int_0^{r_{вв.}} R(e + u^2/2) dr^{v+1} = \frac{\sigma_v}{v+1} p_{ч.-ж.} r_{вв.}^{v+1} \cdot s,$$

где $\sigma_v = (v-1)(v-2) + 2\pi v$ ($v = 0, 1, 2$ соответственно для плоского, цилиндрического и сферического взрывов); $p_{ч.-ж.} = \rho_{вв.} D_0^2 \cdot X$ — давление на фронте ДВ; $X = u_{ч.-ж.}/D_0$; $u_{ч.-ж.}$ — значение массовой скорости ПД на фронте ДВ; $s = \int_0^1 \rho(E + U^2/2) d\lambda^{v+1}$. Для уравнения состояния ПД (3)—(5) величины s и X не зависят от v , ρ_* , D_* , а являются функциями

только параметра Δ . Численные их значения для некоторых Δ приведены ниже.

Δ	1	0,8	0,6	0,48
s	0,32465	0,4282	0,5731	0,6791
X	0,2562	0,2604	0,2698	0,2817

Экспериментальная проверка

Взрывная камера 1, использовавшаяся при экспериментальном исследовании распространения цилиндрической УВ, представляла собой цилиндрический зазор между стальными дисками (рис. 1), на оси которых устанавливался заряд ВВ 3. Заряд инициировался с помощью присоединенного встык высоковольтного электродетонатора 4. В стальных

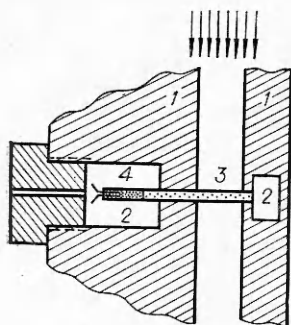


Рис. 1.

дисках предусматривались демпфирующие полости 2 с целью избежать воздействия электродетонатора и отраженных волн на УВ от заряда ВВ. Линзы рабочего поля шпирен-установки защищались прозрачными окнами из оптически однородного стекла. Нож Фуко шпирен-системы устанавливался параллельно заряду. Процесс распространения взрывной волны регистрировался с помощью СФР, работающего в режиме развертки. Импульс СФР запускал лампу-вспышку шпирен-установки и генератор импульсов. Через определенное время с генератора импульса выдавался сигнал на генератор подрыва электродетонатора.

Ударные волны в воздухе возбуждались зарядами ДШ либо порошкового тэна, помещаемого в бумажную оболочку. Независимо определены параметры детонации этих зарядов. Для ДШ скорость детонации составляла 7,3 км/с, чему соответствует $\rho_{\text{ВВ}} = 1,5$ г/см³. Линейной плотности тэна $m_{\text{ВВ}} = 110$ мг/см в ДШ соответствует радиус заряда $r_{\text{ВВ}} \approx 1,53$ мм. Для тэна в бумажных оболочках $D_0 = 5$ км/с, что дает $\rho_{\text{ВВ}} = 0,85$ г/см³. В экспериментах использовались заряды с $m_{\text{ВВ}} = 100 \div 150$ мг/см, при этом линейная плотность бумажной оболочки составляла ≈ 25 мг/см.

На рис. 2 представлены типичные теплерограммы процесса: а) заряд тэна в бумажной оболочке, скорость развертки СФР — 30 000 об/мин; б) при этой же скорости СФР для сравнения дана фоторазвертка взрыва ДШ. Обращает на себя внимание различие в поведении ударных волн вблизи зарядов ДШ и в бумажной оболочке.

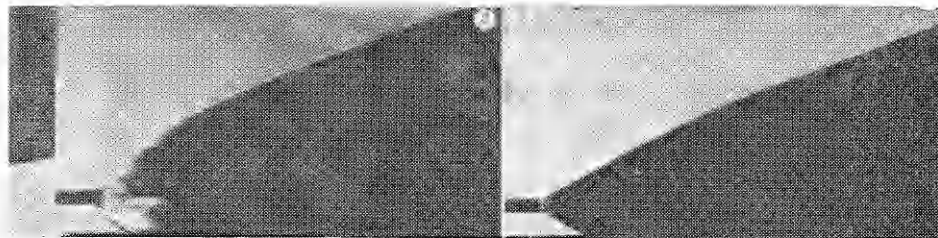


Рис. 2.

Обсуждение результатов

Скорость распространения ударной волны — один из наиболее важных ее параметров. На рис. 3 представлены расчетные и экспериментальные зависимости безразмерной скорости УВ от координаты фронта $\lambda_{\text{Ф}}$.

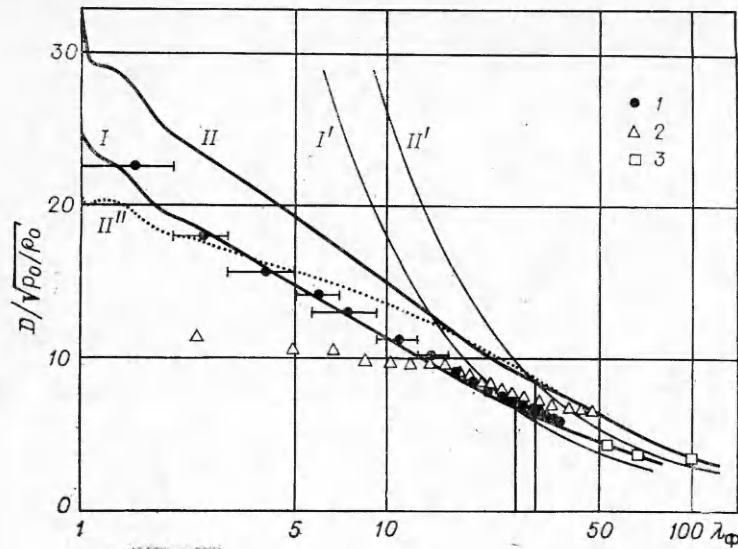


Рис. 3.

Линия I — расчет для тэна с $\rho_{\text{вв}} = 0,85$ г/см³ при $\gamma_1 = 1,4$; I' — зависимость для точечного взрыва с той же энергией; II — расчет для тэна с $\rho_{\text{вв}} = 1,5$ г/см³ (плотность заряда ДШ); II' — соответствующий точечный взрыв с энергией, равной химической энергии ВВ; II'' — расчет для случая мгновенной детонации заряда тэна с $\rho_{\text{вв}} = 1,5$ г/см³, точки: I — экспериментальные данные для зарядов тэна (горизонтальные линии — база измерения); 2 — данные для ДШ.

Экспериментальные результаты в ближней зоне хорошо согласуются с расчетными для зарядов тэна в бумажной оболочке (отношение массы оболочки к массе ВВ $\approx 0,25$). В свою очередь, расчетный профиль скорости УВ от заряда ВВ в ближней зоне занижен по сравнению с профилем эквивалентного точечного взрыва. С ростом λ_ϕ различие уменьшается, и при некотором λ_ϕ^* скорости ударной волны от ВВ и точечного взрыва оказываются равными. При дальнейшем увеличении λ_ϕ решение для ВВ идет несколько выше, чем для точечного взрыва, последнее асимптотически приближается снизу к решению для ВВ при $\lambda_\phi > 200$. Для тэна с $\rho_{\text{вв}} = 0,85$ г/см³ $\lambda_\phi^* = 26$. Оказывается, что при этом значении λ_ϕ^* масса охваченного ударной волной воздуха сравнивается с массой заряда.

Для ДШ экспериментальные точки заметно расходятся с расчетами в ближней зоне. Подобное расхождение связано с сильным влиянием оболочки заряда на начальную стадию распространения УВ ($m/m_{\text{вв}} = 1,3$). Оболочка значительно усложняет волновую картину взаимодействия ведущего скачка с возмущениями, существующими в области сжатого газа. На роль оболочки указывалось также в [4, 5]. Расчетная величина $\lambda_\phi^* = 35$, экспериментальная — 47. Эти значения для ДШ практически совпадают с теми, что должны определяться из условия равенства массы охваченного ударной волной воздуха и массы заряда: для ДШ без оболочки $\lambda_\phi^* = 35$, с оболочкой ($m = 25$ г/м, $m_{\text{вв}} = 11$ г/м) $\lambda_\phi^* = 53$.

На рис. 3, 3 приведены данные [4] для взрыва длинного заряда ДШ ($\lambda_\phi > 50$). Скорости, полученные по результатам измерений пикового давления в УВ [4], оказываются заниженными по сравнению с данными экспериментами в области $50 < \lambda_\phi < 100$. Данные [4] для ДШ стыкуются с численным решением при $\lambda_\phi \approx 100$. Наиболее вероятной причиной занижения данных [4] является большая линейная плотность оболочки ДШ (19 г/м в [4] вместо 14 г/м в данной работе). Расхождение возможно

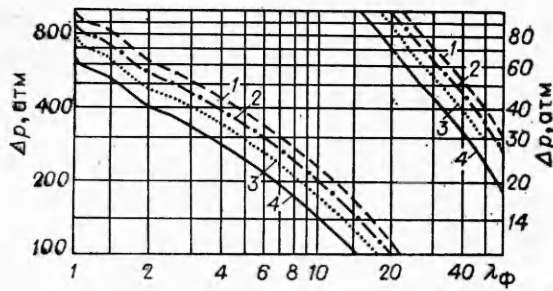


Рис. 4.

гексогена, тэна, ТГ 50/50 и тротила монокристаллической плотности ρ_* (кривые 1—4 соответственно) при значениях параметров ВВ, указанных ниже.

	Гексоген	Тэв	ТГ 50/50	ТНТ
ρ_* , г/см ³	1,82	1,77	1,735	1,663
D_* , км/с	8,80	8,35	7,83	7,15

На рис. 5 для тэна с $\rho_{вв} = 0,85$ г/см³ представлены относительные величины полной $E_{п} = E_{п}/W$, кинетической $\bar{E}_к = E_к/W$ и внутренней $E_{в} = E_{в}/W$ энергий ПД (кривые 1—3 соответственно) в зависимости от безразмерного радиуса фронта УВ. Перераспределение энергии ПД занимает довольно значительный промежуток времени. Так, половина первоначальной энергии заряда переходит в воздух лишь к моменту времени, когда радиус УВ $\lambda_{\phi} \approx 19$. Отметим, что к моменту максимального расширения ПД ($\lambda_{к.п} = 40,22$), которое достигается при $\lambda_{\phi} \approx 78$, полная энергия ПД практически совпадает с внутренней и составляет 6—7% от первоначальной. Для тэна с $\rho_{вв} = 1,5$ г/см³ первая остановка контактной поверхности происходит при $\lambda_{к.п} = 52,9$ ($\lambda_{\phi} = 103,4$), затем ПД начинают сжиматься вплоть до $\lambda_{к.п} = 30,4$ ($\lambda_{\phi} = 182$), после чего поверхность совершает затухающие периодические колебания. Изменение полной энергии ПД при таких пульсациях не превышает 2%.

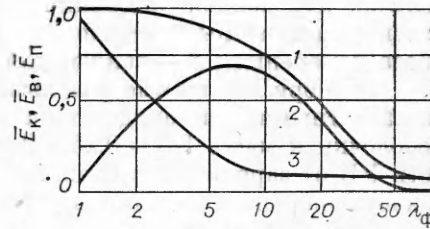


Рис. 5.

Таким образом, в данной работе численно решена задача о распространении цилиндрических ударных волн, возбуждаемых зарядами различных конденсированных ВВ, и экспериментально исследовано поведение УВ в ближней зоне заряда. Показано, что оболочка заряда значительно занижает параметры УВ в ближней зоне и существенно расширяет последнюю. Установлено, что в ближней зоне на параметры УВ оказывает заметное влияние характер процесса детонации заряда ВВ. Граница зоны энергетического подобия может быть оценена из условия равенства массы заряда и воздуха, охваченного ударной волной от этого заряда.

Поступила в редакцию
20/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Коробейников, Н. С. Мельникова, Е. В. Рязанов. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
2. H. L. Brode. Phys. Fluids, 1959, 2, 2.
3. М. А. Цикулин. ПМТФ, 1960, 3.
4. M. N. Plooster. Phys. Fluids, 1970, 13, 11.

5. В. П. Коробейников, В. В. Марков, Б. В. Путятин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, 4.
6. Л. В. Шуршалов. ЖВМ МФ, 1973, 4.
7. Л. В. Шуршалов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, 5.
8. К. И. Козорезов, В. В. Сергеев. ФГВ, 1975, 11, 6.
9. В. Ф. Куропатенко.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 8, № 6. Новосибирск, 1977.
10. W. A. Walker, H. M. Sternberg. Fourth Symp. (International) on Detonation. U. S. Government Print Office. Washington, 1965.
11. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
12. Г. Б. Алалыкин, С. К. Годунов и др. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М.: Наука, 1970.

РАСЧЕТ ИНИЦИИРОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДОМ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВВ

С. А. Ждан
(Новосибирск)

Теоретические вопросы динамики процессов, происходящих при иницировании гетерогенной (газ — капли) детонации, значительно менее исследованы, чем при иницировании газовой детонации [1]. В работе [2], по-видимому, впервые по математической модели, сформулированной в рамках механики двухфазной многоскоростной сплошной среды [3], рассмотрена динамика выхода на режим самоподдерживающейся гетерогенной детонации в результате точечного взрыва. Совершенствование математических моделей [4, 5] при описании двухфазной реагирующей среды, в частности учет времени индукции, позволило расчетным путем показать существование критических энергий иницирования гетерогенной детонации.

В данной работе численно решена задача о взрыве заряда конденсированного ВВ в газокapельной реагирующей среде, при этом в математической модели снимается ограничение [5] о раздельном горении паров и капель горючего после истечения периода индукции.

Постановка задачи. Рассмотрим одномерное движение монодисперсной аэровзвеси жидкого горючего с диаметром капель d_0 и объемной концентрацией α_{20} в газообразном окислителе с начальными давлением p_0 и плотностью ρ_0 при взрыве заряда конденсированного ВВ радиусом $r_{ВВ}$ плотностью $\rho_{ВВ}$.

Уравнения газовой динамики в области продуктов детонации (ПД) конденсированного ВВ ($0 \leq r \leq r_k$) запишем в лагранжевых переменных

$$\partial r / \partial t = U, \quad \partial U / \partial t = -1 / \rho_{ВВ} (r/m)^\nu \cdot \partial p / \partial m, \quad (1)$$

$$\partial E / \partial t = -p \cdot \partial (1/\rho) / \partial t, \quad \rho_{ВВ} / \rho = (r/m)^\nu \partial r / \partial m.$$

Здесь t — время; r , m — эйлерова и лагранжева координата соответственно; p , U , ρ , E — давление, массовая скорость, плотность и внутренняя энергия ПД; r_k — координата контактной поверхности. Уравнение состояния ПД конденсированного ВВ задается в форме

$$p = (\gamma(\rho) - 1)\rho E + \varphi(\rho), \quad (2)$$

где функции $\gamma(\rho)$ и $\varphi(\rho)$ для наиболее распространенных ВВ типа тротил, гексоген, тэн различной начальной плотности имеют универсальный вид [6] и содержат только два физических параметра: ρ_* — монокристал-