

[12], однако оно связывалось с изменением скорости реакции за счет дивергенции потока среды.

При рассмотрении задач, связанных с развитием химических реакций в ВВ под действием ударных волн, и нахождения критических нагрузок, приводящих к стационарной детонации, необходимо совместное решение задачи нестационарного горения с газодинамическими расчетами течения реагирующей среды по кинетике вида (3), что требует дальнейших экспериментальных и теоретических разработок. Использование модели стационарного горения зерен ВВ с дополнением по условиям срыва, предлагаемой в [5], имеет оценочный характер. Кроме того, эта модель, основанная на вскипании и отбрасывании слоя ВВ при разгрузке вещества, не доказана при давлениях порядка 2 ГПа и выше из-за того, что реакция химического разложения ВВ при таких давлениях уже проходит в конденсированной фазе. Но даже если кипение и имело бы место, то оно приводило бы к быстрому увеличению скорости газоприхода за счет увеличения поверхности горения и, как следствие, к скорейшему развитию процесса, а не его затуханию [13].

Приведенное выше рассмотрение показывает, что необходим учет нестационарности горения зерен гетерогенного ВВ как при определении критических условий возбуждения детонации, так и при получении и использовании кинетик разложения ВВ в условиях газодинамического течения.

Поступила в редакцию 29/IV 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Л. Глушак, С. А. Новиков, А. П. Погорелов и др. — В кн.: Детонация. Черно-головка, 1981.
2. Ю. М. Балвиен, П. А. Карлухин. ФГВ, 1981, 17, 1, 103.
3. R. E. Setchell. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. Maryland, 1981.
4. А. Н. Исаев, В. С. Соловьев, С. Г. Андреев и др. ВИНТИ, деп. № 661—82, 1982.
5. С. Г. Андреев, А. Н. Исаев, В. С. Соловьев и др. ФГВ, 1981, 18, 6, 3.
6. И. М. Воскобойников, А. И. Афанасенков, В. М. Богомолов. ФГВ, 1967. 3, 4, 585.
7. F. P. Bowden, S. D. Yoffe. Initiation and Growth of Explosions in Liquids and Solids. Cambridge, Univ. Press, 1952.
8. H. Eyring, R. E. Powell, G. H. Duffey et al. Chem. Rev., 1949, 45, 69.
9. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
10. F. E. Walker, R. J. Wasley. Explosivstoffe, 1969, 17, 1, 9.
11. G. C. W. Foan, G. P. Coley. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. Maryland, 1981.
12. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ВИНТИ, деп. № 558—80, 1980.
13. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1938, 12, 93.

#### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ПРИ ВЗРЫВЕ

И. Г. Захарова  
(Тюмень)

В работах [1, 2] исследовался процесс фильтрационной утечки продуктов детонационного разложения ВВ из камуфлетной полости при подземном взрыве. В постановке был учтен тепло- и массообмен взрывных газов с частицами пористой среды. Однако принятое в этих исследованиях предположение об идеальности фильтрующегося газа позволяет судить лишь о влиянии свойств грунта на интенсивность фильтрации. Для изучения зависимости между характеристиками самого ВВ и энергетическими потерями представляется необходимым учесть в постановке задачи уравнение состояния конкретных ВВ.

Авторами [3] предложено единое уравнение состояния для ВВ, продукты взрыва которых состоят в основном из  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ . В интервале температур продуктов детонации  $500 \leq T \leq 4700$  К термодинамические функции связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
p &= \rho/\mu \cdot RT\varphi + p_x, \\
\mu E &= aT^\alpha + 0,3RT(\varphi - 1) + \mu E_x, \\
\varphi - 1 &= (2,7\tau + 15\tau^4)/(1 + 2,6\tau^4), \quad \tau = 0,143/T^{0,3} \cdot \rho/\mu, \\
p_x &= 2,406 \cdot 10^4 (\rho/\mu)^3 - 7,875 \cdot 10^5 (\rho/\mu)^2, \\
\mu E_x &= 1,203 \cdot 10^4 (\rho/\mu)^2 - 7,875 \cdot 10^5 (\rho/\mu),
\end{aligned}$$

где  $p$  — давление;  $T$  — температура;  $\rho$  — плотность;  $\mu$  — молекулярный вес;  $E$  — внутренняя энергия;  $R$  — газовая постоянная;  $a, \alpha$  — постоянные для конкретного ВВ.

С учетом этих зависимостей модифицируется модель нестационарной фильтрации газа с тепло- и массообменом [1, 2]. (Рассматривается одномерное движение.) Уравнение движения примет вид

$$\begin{aligned}
\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} &= - \frac{\partial \rho}{\partial x} \left[ \frac{RT}{\mu \rho} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \tau + \varphi \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_x}{\partial \rho} \right] - \frac{\partial T}{\partial x} \frac{R}{\mu} \left( \varphi - 0,3\tau \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right) - \\
&\quad - \frac{\eta \Pi}{k} \cdot \frac{v}{\rho} - \frac{\Pi^2}{k_T} v^2,
\end{aligned}$$

где  $v$  — скорость движения;  $\eta$  — вязкость газа;  $k, k_T$  — коэффициенты проницаемости;  $\Pi$  — пористость среды.

Уравнение неразрывности с учетом сорбционного поглощения запишется следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) + j = 0,$$

где  $j$  (удельный диффузионный поток) определяется в соответствии с граничными условиями к уравнению, описывающему внутреннюю диффузию газа в частицах пористой среды

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_e \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right). \quad (1)$$

Здесь  $c$  — концентрация газа в частицах;  $D_e$  — эффективный коэффициент диффузии [4].

Уравнение притока тепла в газе имеет вид

$$\begin{aligned}
\rho \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) &\left[ \frac{a\alpha}{\mu} T^{\alpha-1} + \frac{0,3R}{\mu} \left( \varphi - 1 - 0,3\tau \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right) \right] = \\
= (j + \rho \operatorname{div} \vec{v}) &\left[ \frac{RT}{\mu} \left( 0,3\tau \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} - \varphi \right) + \rho \frac{\partial E_x}{\partial \rho} - \frac{p_x}{\rho} \right] + \kappa \Delta T - S_0 \kappa' \frac{\partial T'}{\partial r} \Big|_{r=d} + \\
&+ v \left( \frac{\eta \Pi}{k} v + \frac{\Pi^2}{k_T} \rho v^2 \right),
\end{aligned}$$

где  $\kappa$  — теплопроводность газа;  $\kappa'$  — теплопроводность;  $T'$  — температура;  $d$  — радиус частиц пористой среды;  $S_0 = 3(1 - \Pi)/(Pd)$  — удельная площадь поверхности частиц.

Теплоперенос в частицах грунта описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \chi' \left( \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T'}{\partial r} \right), \quad (2)$$

$\chi'$  — коэффициент температуропроводности частиц.

Граничные условия к уравнениям (1), (2) берутся в виде

$$\begin{aligned}
\frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0, \\
\frac{\partial T'}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0, \\
\kappa' \frac{\partial T'}{\partial r} \Big|_{r=d} &= \delta [T - T'(d)],
\end{aligned}$$

$$D' \frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=d} = \beta [\rho - c(d)].$$

Здесь  $D'$  — коэффициент диффузии на единицу сечения пористого тела [4];  $\delta$ ,  $\beta$  — соответственно коэффициенты теплопередачи и массообмена, определяющиеся аналогично [1, 2]. При выборе условия внешнего массообмена в виде (14) величина  $j$  находится из соотношения

$$j = \beta/\Pi \cdot [\rho - c(d)].$$

В рамках этой модели изучается влияние характеристик ВВ на энергетический баланс в начальной фазе развития подземного взрыва. Рассматривается сферически-симметричная задача. Предполагается, что характеристики грунта неподвижны, размеры полости и фильтрационные характеристики пористой среды — постоянны.

Пусть  $r_0$  — радиус заряда ВВ. Начальные условия запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho(x, 0) &= \begin{cases} \rho_0, & x = r_0, \\ \rho_1, & x > r_0, \end{cases} \\ T(x, 0) &= \begin{cases} T_0, & x = r_0, \\ T_1, & x > r_0, \end{cases} \\ v(x, 0) &= 0, \quad x \geq r_0, \\ T'(r, x, 0) &= T_1, \quad x > r_0, \quad 0 \leq r \leq d, \\ c(r, x, 0) &= 0, \quad x > r_0, \quad 0 \leq r \leq d. \end{aligned}$$

На границе полости формулируются условия для температуры и плотности. Соответствующие оценки [5] позволяют пренебречь теплообменом через стенки полости, и граничное условие для температуры при  $x = r_0$  принимает вид [3]

$$T^{\alpha-1} = T_0^{\alpha-1} - \frac{R(\alpha-1)}{\alpha} \left[ \ln \frac{\rho_0}{\rho} + \frac{0,272}{\mu T_0^{0,3}} (\rho_0 - \rho) \right].$$

Закон баланса массы для газа в полости приводит к соотношению

$$\frac{\partial \rho(r_0, t)}{\partial t} = - \frac{3\Pi}{r_0} \rho(r_0, t) v(r_0, t).$$

Так же, как и в [1, 2], изучается взрыв в кварцевом песке:

$$\begin{aligned} \Pi &= 0,4, \quad d = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \quad k = 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2, \quad k_T = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \\ \kappa' &= 4,6 \text{ Дж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}), \quad \chi' = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}. \end{aligned}$$

Рассмотрены тэн и А-7 (93% аммиачной селитры и 7% тротила). Их основные характеристики [3]:

	$\mu$	$a$	$\alpha$	$T_0, \text{ К}$
Тэн	28,73	$6,73 \cdot 10^3$	1,205	4245
А-7	23,55	$6,37 \cdot 10^3$	1,205	2070

$[\mu] = \text{кг}/\text{кмоль}$ ,  $[a] = \text{Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ .

Из приведенных данных видно, что тэн — более «горячее» ВВ, чем А-7. Экспериментальные данные [6] позволяют ожидать для взрыва тэна более интенсивной утечки продуктов детонации из камуфлетной полости, чем для взрыва А-7.

Результаты численных расчетов процесса фильтрации отражены на графиках, приведенных на рис. 1. Отсчет времени здесь ведется с момента полной детонации заряда  $t_0 = r_0/D$ , где  $D$  — скорость детонации. Как видно из приведенных зависимостей, интенсивность фильтрации взрывных газов из полости в грунт в значительной мере определяется тепловыми характеристиками ВВ.

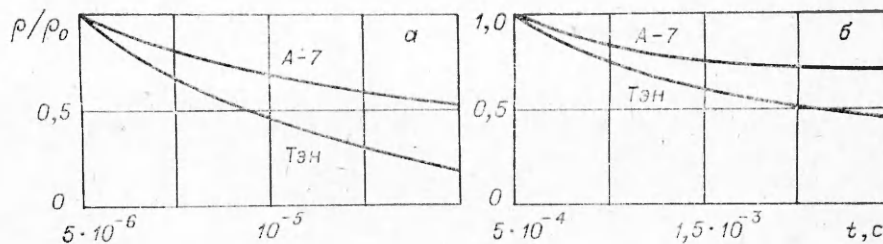


Рис. 1. Изменение относительной плотности продуктов детонации тэна и А-7 в полости радиуса 0,01 м (а) и 1 м (б) со временем.

Представляется важным также исследование влияния тепло- и массообмена на баланс энергии для различных значений начальной температуры продуктов детонации  $T_0$  в условиях постоянства начальной энергии продуктов детонации  $E^0 = E_0 \cdot m$  и концентрации энергии  $c_E = \rho_0 E_0$  ( $E_0$  — удельная энергия,  $m$  — общая масса газа).

Если фиксируются некоторые значения  $E^0$  и  $c_E$ , то начальную температуру продуктов детонации можно менять, варьируя параметры  $\mu$ ,  $a$ ,  $\alpha$ . При фиксированных  $E^0$  и  $c_E$  вполне определенными будут  $E_0$ ,  $\rho_0$ ,  $r_0$ . Расчеты проведены для  $r_0 = 10^{-2}$  м. В качестве основного ВВ выбран тэн ( $\rho_0 = 1450$  кг/м<sup>3</sup>,  $T_0 = 4245$  К,  $E_0 = 5,903 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $\mu = 28,73$  кг/кмоль). Величина параметра  $\alpha$  примерно одинакова для различных ВВ, поэтому в расчетах варьировались значения  $\mu$  и  $a$ .

На рис. 2, а показано изменение энергии продуктов детонации в полости при  $T_0 = 4245$  К,  $a = 6730$  Дж/(кмоль · К) (кривая 1) и при  $T_0 = 3000$  К,  $a = 10^4$  Дж/(кмоль · К) (кривая 2). На рис. 2, б кривая 1 для тех же параметров, что и на рис. 2, а, а кривая 2 иллюстрирует изменение энергии при  $T_0 = 3000$  К,  $\mu = 20,73$  кг/кмоль. Своеобразную конфигурацию кривой 2 на рис. 2, б можно объяснить следующим образом.

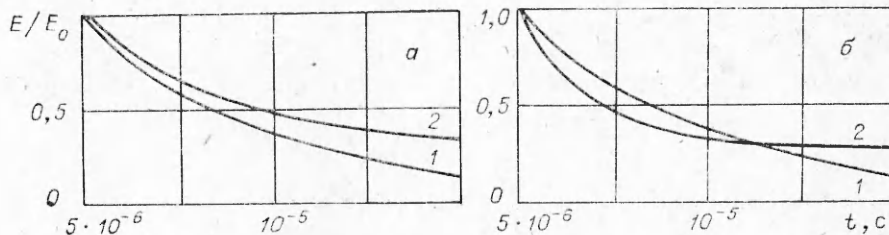


Рис. 2. Изменение относительной энергии продуктов детонации в полости со временем для различных значений начальной температуры продуктов детонации и параметров  $a$  (а) и  $\mu$  (б).

Давление продуктов детонации в этом случае примерно в 2 раза выше, чем для тэна, что и приводит к более интенсивной фильтрации взрывных газов. Расчеты показывают, что в начальной стадии процесса давление газа в полости падает намного быстрее, чем температура, и в дальнейшем именно перепад температуры (который гораздо выше для тэна) обуславливает характер фильтрации. Кроме того, при большем начальном давлении продуктов детонации больше будет и работа взрыва.

Таким образом, для энергетически эквивалентных взрывов тепло- и массообмен и фильтрация взрывных газов ведут к потерям энергии, тем большим, чем выше начальная температура продуктов детонации. Полученные результаты согласуются с выводами работы [3] о том, что снижение начальной температуры продуктов детонации эквивалентно повышению концентрации энергии.

Автор искренне благодарен В. М. Кузнецову за постановку задачи и обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию 4/1 1983

## ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Захарова. ФГВ, 1981, 17, 3, 149.
2. И. Г. Захарова. ФГВ, 1982, 18, 1, 91.
3. В. М. Кузнецов, Н. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1982, 18, 1, 120.
4. Д. П. Тимофеев. Кинетика адсорбции. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
5. В. В. Воробьев, И. Г. Захарова, В. М. Комир и др. ФТПРПИ, 1980, 4, 42.
6. К. Е. Губкин, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ПМТФ, 1978, 6, 136.

## ТЕЧЕНИЕ В УДАРНОЙ ТРУБЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВЗВЕШЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. И. Ивандаев

(Москва)

Теоретический анализ течения в ударной трубе при наличии взвешенных частиц в камере низкого давления (КНД) представляет интерес в связи с использованием ударных труб для экспериментального исследования волновых и других быстропотекающих процессов в газовзвесьях [1, 2]. Некоторые аспекты двухфазных течений в ударных трубах обсуждались в [3—6]. В [3, 4] исследовалось влияние законов взаимодействия фаз на развитие течения в трубе, при этом делались довольно грубые сквозные расчеты методом частиц в ячейках. Вопросы формирования ударных волн при наличии частиц в КНД рассматривались в [5]. Некоторые результаты численного исследования одномерных течений запыленного газа представлены в [6, 7]. Общее состояние исследований по ударным и детонационным волнам в газовзвесьях рассмотрено в обзоре [1]. В [8] дан обзор теоретических и экспериментальных работ ИТТИМ СО АН СССР по структуре ударных волн в газе с частицами.

В данной статье обсуждаются особенности газодинамики течения в ударных трубах при наличии взвешенных частиц в КНД, проводится сопоставление результатов численных расчетов неравновесных двухфазных течений с расчетами по предельным равновесной и замороженной схемам. Для численного расчета неравновесного течения в ударной трубе используется модифицированный метод крупных частиц [9], при этом контактный разрыв и граница раздела между газом и газовзвесью выделяются и локализуются и, в отличие, например, от [3, 4], восстанавливается вся детальная картина течения в одно- и двухфазных областях.

**Постановка задачи.** Пусть имеется ударная труба длиной  $L$  (рис. 1, а), камера высокого давления (КВД) которой заполнена газом без частиц с давлением  $p_*$ , а камера низкого давления — газом с давлением  $p_0 < p_*$ , содержащим взвешенные частицы твердой фазы (ситуация, обычно имеющая место в экспериментах с газовзвесьями на ударных трубах). В момент  $t = t_0$  диафрагма, разделяющая камеры при  $z = z_0$ , разрывается. Требуется рассчитать волновое течение в ударной трубе, реализующееся при распаде разрыва давления на границе между газом и газовзвесью.

Начальные условия для газа (индекс 1) и частиц (индекс 2):

$$p = \begin{cases} p_* & 0 \leq z \leq z_0 \\ p_0 & z_0 < z \leq L \end{cases}, \quad T_1 = \begin{cases} T_* & 0 \leq z \leq z_0 \\ T_0 & z_0 < z \leq L \end{cases}, \quad u_1 = 0,$$

$$\rho_2 = \begin{cases} 0 & 0 \leq z \leq z_* \\ \rho_{20} & z_* < z \leq L \end{cases}, \quad T_2 = T_0, \quad u_2 = 0, \quad d = d_0 = \text{const}, \quad \rho_2^0 = \rho_{20}^0 = \text{const}.$$

Здесь  $p$  — давление;  $T$  — температура;  $u$  — скорость;  $\rho$  — средняя («размазанная») плотность;  $d$  — диаметр частиц;  $\rho_2^0$  — плотность вещества частиц.

Граничные условия для газа на торцах трубы  $z = 0$  и  $z = L$  соответствуют условиям непротекания  $u_1(0, t) = u_1(L, t) = 0$ . В качестве гра-