ЛИТЕРАТУРА

1. **Гриб А. А.** Влияние места инициирования на параметры воздушной ударной волны при детонации газовых смесей.— ПММ, 1944, № 8.
2. **Зельдович Я. Б., Компанеец А. С.** Теория детонации. М.: ГИТТЛ, 1955.
3. **Баничук Н. В.** Расчет цилиндрической детонационной волны, расходящейся от линии взрыва.— ПМТФ, 1969, № 5.
4. **Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н.** Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации.— ПМТФ, 1973, № 2.
5. **Охитин В. Н.** Влияние плотности ВВ на параметры детонации.— Вопросы физики взрыва и удара, 1981, вып. 3.
6. **Ждан С. А.** Расчет взрыва газового сферического заряда в воздухе.—ПМТФ, 1975, № 6.
7. **Физика** взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.

УДК 532.5 : 532.593

ОПИСАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ДВУХФАЗНЫХ СРЕДАХ, СОДЕРЖАЩИХ НЕСЖИМАЕМУЮ ФАЗУ

В. А. Вахненко, Б. И. Паламарчук

(*Киев*)

Известно, что в рамках односкоростной модели, когда объемная доля конденсированной фазы мала [1—3], движение двухфазной среды аналогично движению совершенного газа с некоторым эффективным показателем адиабаты. Когда же на величину объемной доли не накладываются ограничения, основные гидродинамические уравнения содержат ее в качестве дополнительной переменной по сравнению с аналогичными газодинамическими уравнениями. В этом случае решение нестационарных гидродинамических уравнений существенно усложняется и приводит к необходимости разработки методов их решения, представленных в [4, 5].

В данной работе предложен метод преобразования переменных, приводящий к полной аналогии по виду математической записи определяющих уравнений для совершенного газа и двухфазной среды с произвольным объемом, занимаемым конденсированной фазой. Доказано, что движение двухфазной среды в преобразованной системе координат полностью аналогично движению совершенного газа, что позволяет для решения ударно-волновых задач использовать разработанные методы газодинамики совершенного газа.

На примере решения задачи о сильной стадии взрыва в двухфазной среде продемонстрированы возможности разработанного метода.

1. Основные положения. Рассмотрим однородную двухфазную среду, состоящую из равномерно распределенных в объеме конденсированной и газовой фаз. Будем считать, что в процессе движения: 1) конденсированная фаза несжимаема; 2) газ подчиняется уравнению состояния совершенного газа с постоянными значениями удельных теплоемкостей; 3) парциальное давление конденсированной фазы пренебрежимо мало; 4) скорости конденсированной фазы и газа равны; 5) реакции между компонентами отсутствуют.

Введем следующие обозначения: p, ρ, u, Γ_0, a_0, E — давление, плотность, скорость, отношение удельных теплоемкостей, равновесная скорость звука и внутренняя энергия двухфазной среды; γ, ρ_g — отношение удельных теплоемкостей и плотность газа; ε, d — объемная доля и плотность конденсированной фазы; r — пространственная переменная; t — время; ν — параметр, принимающий значения 1, 2, 3 соответственно в случаях плоской, цилиндрической или сферической симметрии, индексы 0, 1 указывают на значения параметров перед и на фронте ударной волны соответственно.

При сделанных предположениях законы сохранения массы, импульса и энергии приводят к следующей системе уравнений для одномерного неустановившегося движения двухфазной среды:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial r}\right)\rho+\frac{\rho}{r^{\nu-1}}\frac{\partial r^{\nu-1}u}{\partial r}=0; \tag{1.1а}$$

$$\rho\left(\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial r}\right)u+\frac{\partial p}{\partial r}=0; \tag{1.1б}$$

(1.1в) $$\rho\left(\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial r}\right)E+\frac{p}{r^{\nu-1}}\frac{\partial r^{\nu-1}u}{\partial r}=0.$$

При сделанных предположениях уравнение состояния двухфазной среды можно записать в виде

(1.1г) $$E=p(1-\varepsilon)/[\rho(\Gamma-1)],$$

где Γ — некий эффективный показатель, устанавливающий в некотором диапазоне изменения термодинамических параметров смеси связь вида (1.1г). Для определенности положим, что Γ в области исследуемого течения среды является постоянной величиной. В частном случае при $\Gamma=\Gamma_0$ уравнение (1.1г) является уравнением состояния термодинамически равновесной двухфазной смеси [1].

Поскольку при сделанных предположениях выполняется соотношение

(1.2) $$\rho/\rho_0=\varepsilon/\varepsilon_0,$$

уравнение состояния (1.1г) не сводится к уравнению состояния совершенного газа. В то же время все остальные уравнения (1.1) аналогичны уравнениям, описывающим движение совершенного газа. Докажем, что путем преобразования переменных в уравнениях (1.1) можно определить систему координат, в которой все определяющие уравнения полностью аналогичны по виду математической записи уравнениям для совершенного газа и не зависят в явном виде от ε. Возможность исключения из уравнений (1.1) объемной доли базируется на физических соображениях.

Действительно, если конденсированная фаза не меняет своего объема, находясь в сжимаемой среде (условие 1), и при этом, не внося вклад в давление (условие 3), движется по траектории частиц сжимаемой фазы (условие 4), то можно предположить, что исключение из рассмотрения объема, занимаемого конденсированной фазой, позволит существенно упростить математическое описание движения двухфазной среды.

Преобразуем переменные в (1.1), обозначив их штрихованными индексами, воспользовавшись для связи переменных безразмерными коэффициентами a_i.

Исключение объема ε несжимаемой фазы означает, что масса среды должна распределиться на оставшийся объем сжимаемой фазы, что позволяет искать взаимосвязь между плотностями в виде

(1.3а) $$\rho'=a_1\rho/(1-\varepsilon).$$

Учитывая вид математической записи членов уравнений (1.1), отображающих влияние симметрии пространства, для скорости потока запишем

(1.3б) $$u'=a_2u(r/r')^{\nu-1}.$$

С учетом (1.3а), (1.3б) связь между пространственными координатами можно представить в виде

(1.3в) $$dr'=a_3(1-\varepsilon)dr+a_4\varepsilon u'dt.$$

Исследование системы уравнений (1.1) указывает на необходимость соответствующего преобразования времени

(1.3г) $$dt'=a_5dt,\quad (\partial t'/\partial r)_t=0.$$

Полагая для общности рассуждений

(1.3д) $$p'=a_6p$$

и подставляя соотношения (1.3) в систему уравнений (1.1), получим при выполнении соотношений между коэффициентами

(1.4) $$a_5=a_4,\ a_2=a_6=1,\ a_3/a_5=1/b=b/a_1,\ \partial b/\partial t+u\partial b/\partial r=0,$$
$$b=(r'/r)^{\nu-1}$$

систему уравнений, по виду математической записи аналогичную уравнениям, описывающим движение совершенного газа:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t'} + u'\frac{\partial}{\partial r'}\right)\rho' + \frac{\rho'}{(r')^{\nu-1}}\frac{\partial (r')^{\nu-1}u'}{\partial r'} = 0, \tag{1.5}$$

$$\rho'\left(\frac{\partial}{\partial t'} + u'\frac{\partial}{\partial r'}\right)u' + \frac{\partial p'}{\partial r'} = 0,$$

$$\rho'\left(\frac{\partial}{\partial t'} + u'\frac{\partial}{\partial r'}\right)\frac{p'}{\rho'(\Gamma-1)} + \frac{p'}{(r')^{\nu-1}}\frac{\partial (r')^{\nu-1}u'}{\partial r'} = 0.$$

Как следует из (1.4), взаимосвязь параметров в различных системах задается соотношениями

(1.6а) $\rho' = (r'/r)^{2(\nu-1)}(1-\varepsilon)^{-1}\rho;$

(1.6б) $u' = u(r'/r)^{1-\nu};$

(1.6в) $dr' = (r'/r)(1-\varepsilon)dr + (r'/r)^{\nu}\varepsilon u' dt;$

(1.6г) $dt' = (r'/r)^{\nu}dt, \quad (\partial t'/\partial r)_t = 0;$

(1.6д) $p' = p;$

(1.6е) $(\partial/\partial t + u\partial/\partial r)(r'/r)^{\nu-1} = 0;$

(1.6ж) $E' = p'/[\rho'(\Gamma-1)] = E(r'/r)^{2(1-\nu)}.$

Отметим, что в случае линейной зависимости между изменением объема, занимаемого средой, и пространственной координаты (т. е. для плоской симметрии, $\nu = 1$) можно положить коэффициенты $a_i = 1$. В общем случае произвольного ν коэффициенты a_i являются функцией симметрии пространства и отображают нелинейность трансформации пространственных координат при изменении объема среды.

Таким образом, используя соотношения (1.6), можно однозначно преобразовать систему уравнений (1.1) в систему уравнений (1.5), вид математической записи которых полностью аналогичен виду соответствующих уравнений для совершенного газа. Это позволяет утверждать, что в рамках односкоростной модели дисперсной среды существует система координат, в которой движение двухфазной среды полностью аналогично движению совершенного газа. При этом аналогия сохраняется не только для известного случая, предполагающего малость объемной доли конденсированной фазы [2], но и в общем случае с произвольным объемным содержанием несжимаемой конденсированной фазы. Следовательно, чтобы решить систему уравнений (1.1), (1.2), достаточно, используя разработанные методы динамики совершенного газа, решить систему (1.5) и с помощью преобразования (1.6) отыскать решение искомой системы уравнений.

2. Автомодельные течения, содержащие ударные волны. Особые преимущества изложенный метод дает при решении стационарных задач и описании автомодельных течений среды. На примере решения задачи о сильной стадии взрыва в двухфазной среде рассмотрим возможности предложенного метода.

Пусть в бесконечно малом объеме двухфазной среды мгновенно выделяется конечное количество энергии E_0. Ограничиваясь расстояниями от источника взрыва, где эту волну можно считать сильной, т. е. когда можно пренебречь начальной внутренней энергией среды по сравнению с E_0, рассмотрим распространение ударной волны, движущейся со скоростью

$$D = dr_ф/dt, \tag{2.1}$$

где $r_ф(t)$ — координата ударного фронта. Решение удобно искать в параметрическом виде с использованием безразмерных переменных:

$$R = \rho/\rho_0,\ V = u/D,\ P = p/(\rho_0 D^2),\ \eta = r/r_ф,\ \chi = r_ф/D. \tag{2.2}$$

Для решения задачи о точечном взрыве дифференциальные уравнения (1.1) дополняются граничными условиями $u = 0$ при $r = 0$, на ударном фронте [5] $r = r_ф$:

(2.3) $$V = P = 2(1 - \varepsilon_0)/(\Gamma + 1), \quad R = (\Gamma + 1)/(\Gamma - 1 + 2\varepsilon_0)$$

и интегральным соотношением

(2.4) $$E_0 = \sigma(\nu) \int\limits_0^{r_ф} \left(\frac{p(1-\varepsilon)}{\Gamma - 1} + \rho \frac{u^2}{2}\right) r^{\nu-1} dr = \sigma(\nu) \rho_0 D^2 r_ф^{\nu} \times$$
$$\times \int\limits_0^1 \left(\frac{P(1-\varepsilon)}{\Gamma - 1} + R\frac{V^2}{2}\right) \eta^{\nu-1} d\eta,$$

где $\sigma(\nu) = 2(\nu - 1)\pi + (\nu - 2)(\nu - 3)$.

При сделанных предположениях течения, описывающиеся системой (1.1), (1.2), являются автомодельными. Анализ методами размерности [6] показывает, что R, P, V являются только функциями η. При этом решение задачи сводится к решению системы уравнений

(2.5) $$(V - \eta)\frac{\partial R}{\partial \eta} + \frac{R}{\eta^{\nu-1}} \frac{\partial \eta^{\nu-1} V}{\partial \eta} = 0, \quad (V - \eta)\frac{\partial V}{\partial \eta} - \frac{\nu}{2} V + \frac{1}{R}\frac{\partial P}{\partial \eta} = 0,$$
$$(1 - \varepsilon_0 R)(V - \eta)\frac{\partial P}{\partial \eta} - \nu P(1 - \varepsilon_0 R) + \frac{\Gamma P}{\eta^{\nu-1}} \frac{\partial \eta^{\nu-1} V}{\partial \eta} = 0.$$

Найдем безразмерную систему уравнений, соответствующую штрихованным координатам, и соотношения, связывающие ее с уравнениями (2.5). Покажем, что такое преобразование можно записать в алгебраическом виде.

Прежде чем приступить к обезразмериванию системы уравнений (1.5), необходимо учесть особенности, возникающие в связи с трансформацией времени в штрихованной системе координат. В общем случае в системе координат (r', t') (обозначается и как $r'(t')$) время изменяется неодинаково для различных точек пространства. При анализе автомодельного течения удобно перейти в систему координат (r', t_1') (обозначается и как $r'(t_1')$), где время изменяется одинаково для всех точек, т. е. $t_1' = t$.

Допустим, что в нештрихованной системе координат прошло время dt, за которое фронт переместился на расстояние $dr_ф = D dt$. Этому отрезку времени на фронте ударной волны в штрихованной системе координат будет соответствовать время $dt'_ф = (r_ф'/r_ф)^{\nu} dt$, за которое фронт ударной волны переместится на расстояние $dr_ф'(t') = D' dt_ф'$. С другой стороны, D' можно представить как

(2.6) $$D' = dr_ф'(t)/dt.$$

Координаты ударных фронтов связываются через параметры невозмущенной среды

(2.7) $$dr_ф'(t_ф') = (r_ф'/r_ф)(1 - \varepsilon_0)\, dr_ф.$$

Следовательно, взаимосвязь между скоростями ударного фронта имеет вид

(2.8) $$D' = (r_ф/r_ф')^{\nu-1} (1 - \varepsilon_0) D.$$

Отметим, что из (2.8) с учетом (2.6) следует

(2.9) $$(r_ф'(t)/r_ф t)^{\nu} = 1 - \varepsilon_0.$$

Это соотношение имеет наглядную интерпретацию, а именно: отношение объемов, на которое распространилось возмущение, для различных систем отсчета в одно и то же время равно отношению объема газовой фазы (при исключении из рассмотрения ε) ко всему объему двухфазной смеси.

В штрихованной системе координат, в которой время изменяется одинаково во всех точках пространства, координата изменяется следующим образом:

$$dr'\left(t_1'\right) = (r/r')^{\nu}\, dr'(t') = (r/r')^{\nu-1}(1-\varepsilon)\,dr + \varepsilon u' dt, \tag{2.10}$$

поскольку $u' = dr'(t')/dt' = dr'(t)/dt$. Соотношение (2.10) совместно с уравнениями (1.6а), (1.6б), (1.6д), которые не изменяются при переходе из $(r',\ t')$ в $\left(r',\ t_1'\right)$, представляет собой преобразование, связывающее системы координат $(r,\ t)$ и $\left(r',\ t_1'\right)$.

Безразмерные переменные потока для системы уравнений (1.5) определяются соотношениями:

$$R' = \rho'/\rho_0',\ V' = u'/D',\ P' = p/\left(\rho_0'(D')^2\right),\ \eta' = \frac{r'(t)}{r_\Phi'(t)},\ \chi' = \left(\frac{r_\Phi}{r_\Phi'}\right)^{\nu}\frac{r_\Phi'}{D'},$$

при этом $dt_1' = \left(r_\Phi/r_\Phi'\right)^{\nu} dt_\Phi' = dt,\ t_1' = t,\qquad \rho_0 = \rho_0'(1-\varepsilon_0)\left(\frac{r_\Phi}{r_\Phi'}\right)^{2(\nu-1)}.$

Подставляя (2.7) в систему (1.5), одновременно учитывая переход от t' к $t_1' = t$, получим безразмерную систему уравнений следующего вида:

$$\chi'\frac{\partial R'}{\partial t_1'} + (V'-\eta')\frac{\partial R'}{\partial \eta'} + \frac{R'}{(\eta')^{\nu-1}}\frac{\partial (\eta')^{\nu-1}V'}{\partial \eta'} = 0, \tag{2.11}$$

$$\chi'\frac{\partial V'}{\partial t_1'} + (V'-\eta')\frac{\partial V'}{\partial \eta'} + z'V' + \frac{1}{R'}\frac{\partial P'}{\partial \eta'} = 0,$$

$$\chi'\left(\frac{\partial}{\partial t_1'} + (V'-\eta')\frac{\partial}{\partial \eta'}\right)\frac{P'}{\Gamma-1} + \frac{2z'P'}{\Gamma-1} + \frac{\Gamma P'}{\Gamma-1}\frac{1}{(\eta')^{\nu-1}}\frac{\partial (\eta')^{\nu-1}V'}{\partial \eta'} = 0,$$

$$z' = \left(\frac{r_\Phi}{r_\Phi'}\right)^{\nu}\frac{r_\Phi'}{D'}\frac{dD'}{dt_1'}.$$

Как видно, математическая запись системы уравнений (2.11) в отличие от (2.5) имеет вид, аналогичный соответствующим уравнениям для совершенного газа.

Перейдем к нахождению преобразования, связывающего системы уравнений (2.5), (2.11). Обезразмеривание уравнений (1.6а), (1.6б), (1.6д) не вызывает трудностей. Обратим особое внимание на соотношение (2.10). Выражение для дифференциалов запишем в виде

$$dr = \eta\, dr_\Phi + r_\Phi\, d\eta,\quad dr' = \eta' dr_\Phi' + r_\Phi' d\eta'. \tag{2.12}$$

После подстановки этих соотношений в (2.10) члены, содержащие дифференциалы $d\eta$ и $d\eta'$ для автомодельного течения, как это будет видно ниже, сокращаются, т. е. должна выполняться связь

$$d\eta' = \left(\frac{\eta}{\eta'}\right)^{\nu-1}\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon_0}\,d\eta. \tag{2.13}$$

Тогда (2.10) с учетом (2.12), (2.13) после дифференцирования по времени t имеет алгебраический вид

$$\eta' = \eta\,\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon_0}\left(\frac{\eta}{\eta'}\right)^{\nu-1} + \varepsilon V'. \tag{2.14}$$

Представляя последнее соотношение в дифференциалах, при этом используя первое уравнение (2.5), получим выражение (2.13).

Дополняя (2.14) соотношениями (1.6а), (1.6б), (1.6д), приведенными к безразмерному виду

$$(2.15)\qquad \eta\left(\frac{\eta}{\eta'}\right)^{\nu-1} = \eta'\left(1+\varepsilon_0\left(R'\left(\frac{\eta}{\eta'}\right)^{2(\nu-1)}-1\right)\right)-\varepsilon_0 R'V'\left(\frac{\eta}{\eta'}\right)^{2(\nu-1)},$$

$$(1-\varepsilon_0)V' = \left(\frac{\eta}{\eta'}\right)^{\nu-1}V,\ R' = R\left(\frac{\eta'}{\eta}\right)^{2(\nu-1)}\frac{1-\varepsilon_0}{1-\varepsilon_0 R},\ P' = \frac{P}{1-\varepsilon_0},\ t_1' = t,$$

получим взаимосвязь между безразмерными параметрами, обеспечивающую однозначное соответствие между системами уравнений (2.5) и (2.11). Как видно, соотношения (2.15) имеют алгебраический вид.

Граничные условия на фронте сильной ударной волны в преобразованной безразмерной системе имеют вид

$$(2.16)\qquad V' = P' = 2/(\Gamma+1),\quad R' = (\Gamma+1)/(\Gamma-1).$$

Легко проверить, что (2.16) и (2.3) связаны соотношениями (2.15), при этом на фронте волны $\eta = \eta' = 1$.

Поскольку имеется однозначное соответствие между системами уравнений (2.5) и (2.11) и преобразование не содержит явной зависимости от времени, то, если система (2.5) имеет автомодельное решение, система (2.11) обладает тем же свойством. Следовательно, P', R', V' не зависят от времени и, как следует из (2.4), $r_\text{ф}^\nu D^2 = \text{const}$, и с учетом (2.9) имеем $z' = -\nu/2$.

Таким образом, решение задачи о сильной стадии взрыва в преобразованной системе координат сводится к решению системы уравнений (2.11) без временных производных при $z' = -\nu/2$. При этом уравнения имеют вид метаматической записи, аналогичный виду системы уравнений для совершенного газа на сильной стадии взрыва. Это дает возможность определить R', V', P', пользуясь известными автомодельными решениями задачи и табличными данными, представленными в [6—8], а для нахождения истинных распределений плотности R, скорости V и давления P воспользоваться алгебраическими преобразованиями (2.15).

Влияние объемной доли конденсированной фазы на законы движения ударной волны и величину параметров на ударном фронте достаточно просто установить аналитически, не прибегая к нахождению распределений P, V, R. С этой целью преобразуем уравнение (2.4) с помощью (2.15) следующим образом:

$$E_0 = \sigma(\nu)\rho_0 r_\text{ф}^\nu D^2\frac{(1-\varepsilon_0)^2}{\Gamma-1}\int_0^1\left(P'+\frac{\Gamma-1}{2}R'(V')^2\right)(\eta')^{\nu-1}d\eta'.$$

Используя методы размерности, получим уравнение траектории ударной волны в виде

$$(2.17)\qquad r_\text{ф} = \left(\frac{E_0}{\alpha\rho_0}\right)^{1/(\nu+2)}\left(\frac{t}{1-\varepsilon_0}\right)^{2/(\nu+2)},$$

где
$$D = \frac{2}{(\nu+2)(1-\varepsilon_0)}\left(\frac{E_0}{\alpha\rho_0}\right)^{0,5} r_\text{ф}^{-\nu/2},$$

$$\alpha = \frac{4\sigma(\nu)\psi}{(\nu+2)(\Gamma-1)},\quad \psi = \int_0^1\left(P'+\frac{\Gamma-1}{2}R'(V')^2\right)(\eta')^{\nu-1}d\eta'.$$

Как показано в [9, 10], при $\Gamma\to 1$ интеграл стремится к конечному пределу, и при $\Gamma = 1$ имеем $\psi = (2\nu)^{-1}$. Если вычислить ψ по имеющимся расчетным и табличным данным (см., например, [8]), то окажется, что во всем диапазоне изменения Γ от 1,1 до 1,4 величина интеграла близка к предельному значению $\psi(\Gamma = 1)$, отличаясь от него на $\pm 3\%$.

При этом выражение для α может быть представлено в виде

$$(2.18)\qquad \alpha = \left(\frac{2}{\nu+2}\right)^2\frac{\sigma(\nu)}{2\nu(\Gamma-1)}.$$

Используя соотношения (2.17), (2.18), (2.2) и (2.3), получим связь давления на фронте ударной волны с расстоянием от центра взрыва в виде

$$p = \frac{2(1-\varepsilon_0)}{\Gamma+1}\rho_0 D^2 = \frac{4\nu}{\sigma(\nu)}\frac{\Gamma-1}{\Gamma+1}\frac{E_0}{1-\varepsilon_0} r_\varphi^{-\nu}. \tag{2.19}$$

Анализируя полученные соотношения, увеличение параметров ударной волны при наличии в среде несжимаемой фазы можно объяснить увеличением скорости ударной волны в $(1-\varepsilon_0)^{-1}$ раз по сравнению с $\varepsilon_0 \to 0$ при фиксированном отношении массовых концентраций. В предельном случае при $\varepsilon_0 \to 1$ скорость ударной волны стремится к бесконечности, что с физической точки зрения объясняется стремлением к бесконечности скорости распространения возмущений в несжимаемой среде.

Из уравнения (2.19) следует, что на фиксированном расстоянии от центра взрыва минимальное давление будет в среде, обладающей максимальной ударной сжимаемостью газовой фазы (определяемой выражением $(\Gamma+1)/(\Gamma-1)$) при минимальном объемном содержании конденсированной фазы ε_0.

Таким образом, в общем случае при произвольном ε поле давления и скорость ударной волны в двухфазной среде зависят не только от плотности среды, энергии взрыва и α [10], но и от объемной доли конденсированной фазы. Пренебрежение объемной долей ε (в этом случае $\rho = \varepsilon d + \rho_g$) приводит к ранее полученным соотношениям для параметров ударной волны в релаксирующей [9], а при $\Gamma = \Gamma_0$ термодинамически равновесной [6] двухфазной среде.

В заключение отметим, что уравнения (1.1), (1.2) в принципе могут описывать движение широкого класса сред, например газовзвесей, газожидкостных пен, пузырьковых сред. Однако при решении конкретных задач необходимо проверять справедливость предположений 1—5.

Поступила 10 XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. **Rudinger G.** Some effects of finite particle volume of the dynamics of gas-particle mixture.— AIAA J., 1965, vol. 3, N 7. Рус. пер. **Рудингер Г.** Влияние конечного объема, занимаемого частицами, на динамику смеси газа и частиц.— Ракетн. техника и космонавтика, 1965, т. 3, № 7.
2. **Арутюнян Г. М.** Условия применимости результатов гидродинамики совершенного газа к дисперсным средам.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1.
3. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
4. **Suzuki T., Ohyagi S., Higashino F. at al.** The propagation of reacting blast waves through inert particle clouds.— Acta Astronautica, 1976, vol. 3, p. 517.
5. **Pai S. I., Menon S., Fan Z. Q.** Similarity solutions of a strong shock wave propagation in a mixture of gas and dusty patricles.— Int. J. Eng. Sci., 1980, vol. 18, N 12.
6. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
7. **Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В.** Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
8. **Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А.** Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974.
9. **Паламарчук Б. И., Вахненко В. А., Черкашин А. В. и др.** Влияние релаксационных процессов на затухание ударных волн в водных пенах.— В кн.: Сб. докл. IV Междунар. симпоз. по обработке материалов взрывом. Чехословакия, Готвальдов, 1979.
10. **Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Тимофеев Е. И.** Особенности распространения ударных волн в пенах.— ФГВ, 1981, т. 17, № 4.

УДК 532.593

АДИАБАТЫ ПОРИСТЫХ ОБРАЗЦОВ И ИЗЭНТРОПЫ РАСШИРЕНИЯ СПЛОШНОЙ МЕДИ

М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Ю. Н. Сутулов

(*Москва*)

В практике динамических исследований для получения сведений о термодинамических свойствах вещества при высоких давлениях и температурах важную роль играют эксперименты по ударному сжатию пористых тел. Применение образцов пониженной начальной плотности дает возможность получить при заданном удельном объ-