Не учитывалась также релей-тейлоровская неустойчивость границы раздела. Это до некоторой степени оправдано тем, что максимальные температуры достигаются при первом отражении волны от центра. Последующие пульсации будут, конечно, смазываться перемешиванием.

ЛИТЕРАТУРА

1. **С. А. Ждан.** ФГВ, 1981, 17, 2, 142.
2. **Р. Рихтмайер, К. Мортон.** Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
3. **В. Ф. Куропатенко.**— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 8, вып. 6. Новосибирск, 1977.
4. **H. L. Brode.** Phys. Fluids, 1959, 2, 2, 217.

Поступила в редакцию 20/IX 1985

УСЛОВИЯ СТАЦИОНАРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ

В. М. Гендугов

(Москва)

Рассматриваются два класса двухфазных гетерогенных систем: смеси и системы с неперемешанными фазами. Гетерогенные смеси состоят из фаз, одна из которых представляет собой капли, пузырьки или твердые частицы, а другая — несущая фаза — окружает их. Формально смесь можно определить как систему, несущая фаза которой занимает многосвязанную область.

Гетерогенные системы с неперемешанными фазами возникают в каналах. Несущая фаза (гомогенная среда) заполняет канал, а вторая фаза покрывает стенки канала. В отличие от смеси, область, занятая несущей фазой, в этом случае односвязанная.

Структура волны детонации гетерогенных систем (ДГС) включает в себя лидирующую ударную волну (УВ) и зону межфазного взаимодействия конечной протяженности. Энергия, выделяемая в зоне, питает лидирующую УВ. Трудности теоретического исследования стационарной ДГС сводятся главным образом к отсутствию обоснованного правила отбора ее скорости.

Цель работы состоит в выводе таких условий для ДГС с квазиодномерной структурой волны. Идейная сторона исследований состоит в следующем. В рамках механики взаимопроникающих континуумов уравнения движения несущей фазы содержат члены, определяющие межфазные взаимодействия. Поэтому уравнения движения несущей фазы допускают преобразования (аналогичные преобразованиям при гомогенной детонации [1]), из которых следуют искомые условия. Предполагается, что химические реакции (если они имеют место) протекают в узкой области несущей фазы. Эта область заменяется поверхностью пламени и поэтому скорость реакции определяется не кинетикой, а скоростью многофазного массообмена или скоростями межфазного массообмена и диффузионного перемешивания паров топлива и окислителя.

1. Рассмотрим детонацию гетерогенных систем с неперемешанными фазами в канале, заполненном невязкой несущей фазой (газ, жидкость), вторая фаза которой (топливо, конденсированное ВВ) покрывает стенки канала. Пусть для определенности невозмущенная область, занятая в канале несущей фазой, имеет постоянную площадь поперечного сечения A_0. Структура волны ДГС включает лидирующую УВ и зону межфазного взаимодействия за ней. В системе координат, связанной с фронтом ДГС течение стационарно. Запишем уравнения движения несущей фазы с учетом членов межфазного взаимодействия и изменения площади попереч-

ного сечения области, занимаемой этой фазой: неразрывности i-го компонента

$$d/dx\cdot\rho u\alpha c_i = \dot m c_{iw} + \mu_i\left(\nu_i'' - \nu_i'\right)\omega, \tag{1}$$

неразрывности смеси

$$d/dx\cdot(\rho u\alpha) = \dot m, \tag{2}$$

количества движения

$$\frac{d}{dx}\left(\rho u^2 + p\right)\alpha = \dot m U_s + \tau + p\frac{d\alpha}{dx} - \dot m v_w\frac{d\alpha}{dx}, \tag{3}$$

энергии

$$\frac{d}{dx}\rho u\alpha H = \dot m\left(H_w + \frac{U_s^2}{2}\right) + \tau U_s - Q + A - \dot m v_w U_s\frac{d\alpha}{dx}, \tag{4}$$

условие локального термодинамического равновесия Гиббса

$$Tds = dI - \frac{dp}{\rho} + \sum_{i=1}^{N}\left(h_i^0 - \varphi_i\right)dc_i \tag{5}$$

и состояния среды

$$\rho = \rho(s,\ p,\ c_i). \tag{6}$$

В (1)—(6) x — координата; $\alpha = A/A_0$; A — площадь поперечного сечения области, занятой несущей фазой; U_s — скорость фронта ДГС; ω — скорость реакции; p, ρ, T, s, u — соответственно давление, плотность, температура, энтропия и относительная скорость потока несущей фазы; c_i, μ_i, φ_i, ν_i', ν_i'' — массовая концентрация, молекулярный вес, химический потенциал, стехиометрические коэффициенты до и после реакции i-го компонента; $H = I + \sum_{i=1}^{N} c_i h_i^0 + \frac{u^2}{2}$ — энтальпия торможения несущей фазы; $I = \sum_{i=1}^{N} c_i\int c_{pi}dT$; h_i^0 — энергия образования i-го компонента; $\dot m = kL\dot m_w/A_0$; $\dot m_w$ — скорость межфазного массообмена с единицы поверхности; L — периметр области, занятой несущей фазой; k — доля поверхности канала, покрытая второй фазой: $\tau = [k\tau_1 + (1-k)\tau_0]$; τ_1, τ_0 — напряжения межфазного трения с поверхностями, на которых есть и нет массообмен; $Q = [kq_1 + (1-k)q_0]L/A_0$; q_1, q_0 — потоки тепла к поверхностям, на которых есть и нет массообмен; A — работа сил межфазного трения, равная нулю, если поверхность межфазного взаимодействия неподвижна; c_{piw}, c_{iw} — теплоемкость при постоянном давлении и массовая концентрация на поверхности межфазного взаимодействия; v_w — поперечная скорость вдува массы на межфазной поверхности.

Преобразуем (4) к виду, удобному для анализа. Умножим каждое уравнение i-го компонента (1) на h_i^0 и сложим их, а сумму вычтем из (4). В результате оно приводится к виду

$$\frac{d}{dx}\rho u\alpha\left(I + \frac{u^2}{2}\right) = \dot m\left(I_w + \frac{v_w + U_s^2}{2}\right) + \tau U_s + A - Q - \dot m U_s v_w\frac{d\alpha}{dx} + \\ + \mu_N\left(\nu_N' - \nu_N'\right)\Delta H\omega, \tag{7}$$

где $\Delta H = \sum_{i=1}^{N}\frac{\mu_i\left(\nu_i'' - \nu_i'\right)h_i^0}{\mu_N\left(\nu_N'' - \nu_N'\right)}$ — теплота сгорания на единицу массы второй фазы.

Определим среднюю молекулярную массу несущей фазы как $\mu^{-1} = \sum_{i=1}^{N} c_i\mu_i^{-1}$. Разделим каждое уравнение i-го компонента (1) на μ_i и просуммируем их по компонентам. Тогда уравнение изменения молекулярной массы запишется как

$$\frac{d}{dx}\rho u\alpha\mu^{-1} = \dot{m}\mu_w + \omega\sum_{i=1}^{N}(\nu_i'' - \nu_i'), \tag{8}$$

$$\mu_w^{-1} = \sum_{i=1}^{N} c_{iw}\mu_i^{-1}.$$

Введем величину приведенного удельного объема $v = (\rho\alpha)^{-1}$ и перепишем через v уравнения движения: неразрывности несущей фазы

$$\frac{du}{dx} - \frac{u}{v}\frac{dv}{dx} = \dot{m}, \tag{9}$$

неразрывности i-го компонента

$$\frac{d}{dx}c_i = \frac{v}{u}\left[\dot{m}(c_{iw} - c_i) + \mu_i(\nu_i'' - \nu_i')\omega\right], \tag{10}$$

изменения средней молекулярной массы несущей фазы

$$\frac{d}{dx}\mu^{-1} = \frac{v}{u}\left[\dot{m}(\mu_w^{-1} - \mu^{-1}) + \omega\sum_{i=1}^{N}(\nu_i'' - \nu_i')\right], \tag{11}$$

количества движения с учетом (9)

$$\frac{dp\alpha}{dx} + \frac{u^2}{v^2}\frac{dv}{dx} = \sigma. \tag{12}$$

Здесь $\sigma = \dot{m}(U_s - 2u) + \tau + p\frac{d\alpha}{dx} - \dot{m}v_w\frac{d\alpha}{dx}$. Уравнение (7) после преобразований запишем в виде

$$v^{-1}\frac{dI}{dx} + \frac{u^2}{v^2}\frac{dv}{dx} = u^{-1}\left[\dot{m}\left(I_w - I + \frac{v_w^2 + U_s^2 - 3u^2}{2}\right) + \tau U_s + A - Q -\right.$$

$$\left. - \dot{m}v_w U_s\frac{d\alpha}{dx} + \mu_N(\nu_N' - \nu_N'')\Delta H\omega\right]. \tag{13}$$

Исключим из (13) член $v^{-1}\frac{dI}{dx}$. Для этого запишем выражение (6) в дифференциальной форме

$$d\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_{s,c_i}dp + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_{p,c_i}ds + \sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\partial\rho}{\partial c_i}\right)_{p,s,c_{j\neq i}}dc_i. \tag{14}$$

Подставим в (14) ds из (5) и после преобразований найдем

$$\rho dI = fd\rho + (1 - fa_f^{-2})dp + \sum_{i=1}^{N}\left[\rho(h_i^0 - \varphi_i) + f\left(\frac{\partial\rho}{\partial c_i}\right)_{p,s,c_{j\neq i}}\right]dc_i,$$

где $\left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_{s,c_i} = a_f^2$; a_f — замороженная скорость звука в смеси; $f = T\rho\left(\frac{\partial s}{\partial\rho}\right)_{p,c_i}$; заменим в этом соотношении плотность через приведенный удельный объем, тогда

$$v^{-1}dI = -\left[fv^{-2}dv + (fa_f^{-2} - 1)dp\alpha - (fv^{-2} + (1 - fa_f^{-2})p\alpha\right]\frac{d\alpha}{\alpha} -$$

$$-\alpha\sum_{i=1}^{N}\left[\rho(h_i^0 - \varphi_i) + f\left(\frac{\partial\rho}{\partial c_i}\right)_{p,s,c_{j\neq i}}\right]dc_i. \tag{15}$$

Решение (15) совместно с (13) дает

$$\frac{dp\alpha}{dx} + \frac{a_f^2}{v^2}\frac{dv}{dx} = \sigma\xi; \tag{16}$$

$$\xi = a_f^2 f^{-1}\Biggl\{1 - \sigma^{-1}\Biggl(\left[fv^{-2} + \left(1 - fa_f^{-2}\right)p\alpha\right]\frac{d\ln\alpha}{dx} + \alpha\sum_{i=1}^{N}\Biggl[\rho\left(h_i^0 - \varphi_i\right) +$$

$$+ f\left(\frac{\partial\rho}{\partial c_i}\right)_{p,s,c_{j\neq i}}\Biggr]dc_i + \Biggl[\dot m\left(I_w - I + \frac{v_w^2 + U_s^2 - 3u^2}{2}\right) + \tau U_s + A - Q +$$

$$+ \dot m v_w U_s\frac{d\alpha}{dx} + \mu_N\left(\nu_N' - \nu_N''\right)\Delta H\omega\Biggr]\Biggr)u^{-1}\Biggr\}.$$

Объединяя (12) и (16), получим

$$\frac{dp\alpha}{dv} = v^{-2}\frac{u^2 - \xi a_f^2}{1 - \xi}. \tag{17}$$

Нетрудно видеть, что при $\xi = 1$ выражение (17) имеет особенность типа седла, поэтому в критическом сечении несущей фазы за фронтом волны ДГС одновременно выполняются условия

$$u = a_f;\ \xi = 1. \tag{18}$$

Соотношения (18) названы условиями стационарного распространения детонации в гетерогенных системах с неперемешанными фазами. Из них следует, что в критическом сечении относительная скорость потока равна замороженной скорости звука несущей фазы, а воздействия второй связаны уравнением $\xi = 1$.

Вывод условий стационарного распространения ДГС достаточно общ, так как уравнение состояния несущей фазы включает все возможные простые среды. Исключают баротропные среды, энтропия которых является функцией только температуры.

Рассмотрим гетерогенную систему, несущая фаза которой — смесь калорически совершенных газов с уравнением состояния

$$p = \rho RT\sum_{i=1}^{N} c_i\mu_i^{-1}$$

или в дифференциальной форме

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} + \frac{d\mu^{-1}}{\mu}.$$

Здесь R — газовая постоянная. Так как теплоемкость каждого компонента постоянная ($c_{pi} = \text{const}$), то

$$I = \sum_{i=1}^{N} c_i h_i = T\sum_{i-1}^{N} c_i h_i^0 = c_{pf}T + \sum_{i-1}^{N} c_i h_i^0,$$

$c_{pf} = \sum\limits_{i=1}^{N} c_i c_{pi}$ — замороженная теплоемкость смеси при $p = \text{const}$. Подставим величину dT/T из уравнения состояния в уравнение Гиббса

$$Tds = c_{pf}dT - \frac{dp}{\rho} + \sum_{i=1}^{N}\left(c_{pi}T + h_i^0 - \varphi_i\right)dc_i,$$

тогда

$$d\rho = \frac{\rho}{\gamma p}dp - \frac{\rho}{c_{pf}}ds + \sum_{i=1}^{N}\frac{\rho}{c_{pi}T}\left(-c_{pi}T\frac{\mu}{\mu_i} + c_{pi}T + h_i^0 - \varphi_i\right)dc_i.$$

Сравнивая это соотношение с (14), получим

$$a_f^2 = \gamma\frac{p}{\rho},\ \gamma^{-1} = 1 - Rc_{pf}^{-1}\mu^{-1},$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial\rho}\right)_{p,c_i} = -c_{pf}\rho^{-1},\ f = -c_{pf}T = -\frac{a_f^2}{\gamma - 1},$$

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial c_i}\right)_{p,s,c_{j\neq i}} = \frac{\rho}{c_{pi}T}\left(c_{pi}T - c_{pf}T\mu\mu_i^{-1} + h_i^0 - \varphi_i\right).$$

С учетом выведенных соотношений уравнение $\xi = 1$ перепишем в виде

$$1 = -(\gamma - 1)\left\{1 - \sigma^{-1}\left[Tv^{-1}\sum_{i=1}^{N}\left(c_{pi} - c_{pf}\mu\mu_i^{-1}\right)\frac{dc_i}{dx} + \right.\right.$$

$$+ u^{-1}\left[\dot{m}\left(c_{pw}T_w - c_{pf}T + \frac{v_w^2 + U_s^2 - 3u^2}{2}\right) + \tau U_s + A - Q + \right.$$

$$\left.\left.\left. + \dot{m}v_wU_s\frac{d\alpha}{dx} + \mu_N\left(\nu_N' - \nu_N''\right)\Delta H\omega\right]\right]\right\}.$$

Подставляя вместо dc_i/dx его выражение из (10), приведем условия стационарного распространения детонации в гетерогенных системах с неперемешанными фазами, когда несущая фаза — смесь калорически совершенных газов, к виду

$$u^2 = \gamma\frac{p}{\rho},$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1}u\left[\dot{m}(U_s - 2u) + \tau + p\frac{d\alpha}{dx} - \dot{m}v_w\frac{d\alpha}{dx}\right] =$$

$$= \omega T\sum_{i=1}^{N}\left(c_{pi} - c_{pf}\mu\mu_i^{-1}\right)\mu_i\left(\nu_i'' - \nu_i'\right) + \tau U_s + A - Q +$$

$$+ \dot{m}\left[c_{pf}(T + T_w) - c_{pf}T\left(1 + \mu\mu_w^{-1}\right) + \frac{v_w^2 + U_s^2 - 3u^2}{2}\right] +$$

$$+ \dot{m}v_wU_s\frac{d\alpha}{dx} + \mu_N\left(\nu_N' - \nu_N'\right)\Delta H\omega. \qquad (20)$$

Отметим, что функция γ зависит от концентраций компонентов смеси несущей фазы и совпадает с показателем адиабаты только в случае, когда несущая фаза — калорически совершенный газ.

2. Рассмотрим примеры детонации гетерогенных систем с неперемешанными фазами.

Гетерогенная (газ — пленка) детонация может распространяться в канале, заполненном газообразным окислителем, стенки которого частично или полностью покрыты слоем жидкого твердого топлива [2—14]. В зоне межфазного взаимодействия химические реакции протекают в узкой области пограничного слоя над топливом — на поверхности диффузионного пламени. Скорость реакции на ней определяется скоростями испарения топлива и перемешивания паров с окислителем. Скорость вдува v_w, изменение площади поперечного сечения канала, занятого несущей фазой, и движение в пленке — величины малые, и ими можно пренебречь по сравнению с другими членами уравнений. Тогда условия стационарного распространения (20) для гетерогенной (газ — пленка) детонации примут вид

$$u^2 = \gamma\cdot p/\rho,$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1}u\left[\dot{m}(U_s - 2u) + \tau\right] = \omega T\sum_{i=1}^{N}\left(c_{pi} - c_{pf}\mu\mu_i^{-1}\right)\mu_i\left(\nu_i' - \nu_i'\right) +$$

$$+ \dot{m}\left[c_{pw}(T + T_w) - c_{pf}\left(1 + \mu\mu_w^{-1}\right) + 0{,}5\left(U_s^2 - 3u^2\right)\right] +$$

$$+ \tau U_s - Q + \mu_N\left(\nu_N' - \nu_N'\right)\Delta H\omega.$$

Детонацию в канале (щели) унитарного твердого топлива (например, пороха) можно рассматривать как предельный процесс распространения ускоряющегося конвективного горения в канале [15—20]. Обычно при конвективном горении унитарного топлива канал заполнен продуктами его сгорания, поэтому за лидирующей ударной волной концентрация компонентов несущей фазы не изменяется. Химическая реакция протекает в газовой фазе в узкой зоне, которая заменяется поверхностью пламени.

Из уравнения концентрации i-го компонента (10), при условии $c_i = \text{const}$, следует $(c_{iw} - c_i)\cdot \dot{m}vu^{-1} = \mu_i(\nu_i' - \nu_i'')\,\omega$, т. е. скорость реакции определяется скоростью вдува в канал газифицированного топлива. Умножая это уравнение на h_i^0 и суммируя по компонентам, получим

$$\dot{m}vu^{-1}\sum_{i=1}^{N}(c_{iw} - c_i)\,h_i^0 = \mu_N(\nu_N' - \nu_N'')\,\Delta H\omega.$$

С учетом данного соотношения и принятых выше приближений условия стационарного распространения для детонации в канале унитарного топлива примут вид

$$u = a_f,$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}u\left[\dot{m}(U_s - 2u) + \tau + p\frac{d\alpha}{dx} - \dot{m}v_w\frac{d\alpha}{dx}\right] =$$

$$= \tau U_s + Q + \dot{m}v_w U_s\frac{d\alpha}{dx} + \dot{m}vu^{-1}\sum_{i=1}^{N}(c_{iw} - c_i)\,h_i^0 +$$

$$+ \dot{m}\left[c_{pw}(T + T_w) - 2c_{pf}T + \frac{v_w^2 + U_s^2 - 3u^2}{2}\right].$$

При выводе учтено, что молекулярная масса несущей фазы не изменяется, а γ есть показатель адиабаты продуктов сгорания унитарного топлива. Отметим, что в отличие от гетерогенной (газ — пленка) детонации здесь нельзя пренебрегать скоростью вдува газифицированного топлива в канал и изменением площади его поперечного сечения.

Двухслойная (газ — ВВ) детонация может распространяться в канале, заполненном газом, на стенки которого нанесен слой конденсированного взрывчатого вещества [21—25]. Рассмотрим такую модель. По газу распространяется искривленная лидирующая ударная волна, которая взаимодействуя с ВВ, возбуждает в слое детонационную волну. Разлетающиеся в канал продукты детонации без перемешивания сжимают несущую фазу, сообщая ей импульс и энергию. В окрестности фронта двухслойной детонации течение существенно неодномерно и содержит ударные и касательные разрывы. Контактная поверхность разделяет несущую фазу и продукты детонации (вторая фаза). По мере удаления от фронта давление в фазах выравнивается, и течение несущей фазы становится квазиодномерным.

Примем, что давление в фазах выравнивается быстрее, чем контактная поверхность теряет устойчивость, а эффекты, связанные с диссоциацией (ионизацией) в несущей фазе, пренебрежимо малы. Тогда условия стационарного распространения ДГС (20) для двухслойной детонации примут вид

$$u = a_f,$$

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}u - U_s\right)\tau + A = pu\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{d\alpha}{dx}.$$

Работой сил межфазного трения A, как в двух других случаях, пренебречь нельзя, так как скорость второй фазы отлична от нуля. При выводе этих условий предполагается, что критическое сечение расположено в зоне квазиодномерного течения несущей фазы.

*

* *

Проведенное исследование позволяет заключить, что условия стационарного распространения детонации в гетерогенных системах с неперемешанными фазами есть следствия исходных уравнений, описывающих структуру течения несущей фазы. При этом для произвольной реагирующей простой среды в критическом сечении относительная скорость потока равна замороженной скорости звука.

Следовательно, стационарное решение в области между фронтом ударной волны и критическим сечением гладко сшивается с возможным нестационарным потоком за критическим сечением при условии, что передний фронт возмущений распространяется с замороженной скоростью звука. И хотя в реагирующих потоках замороженная скорость звука обычно больше равновесной, это условие, строго говоря, является дополнительным ограничением в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец.** Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
2. **В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, А. И. Сербинов и др.** Промышленная энергетика, 1964, 10, 12.
3. **В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин.** Докл. АН СССР, 1965, 160, 4.
4. **В. Ф. Комов, Я. К. Трошин.** Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
5. **Н. Ф. Комов, Я. К. Трошин.** Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
6. **С. А. Лесняк, М. А. Назаров, Я. К. Трошин и др.** Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
7. **E. K. Dabora, K. W. Gagland, J. A. Nicholls.** Astronautica Acta, 1966, 12, 1.
8. **K. W. Ragland, J. A. Nicholls.** AIAA J., 1969, 7, 5.
9. **С. С. Рыбанин.** Докл. АН СССР, 1966, 168, 4.
10. **В. М. Гендугов.** ФГВ, 1972, 8, 1.
11. **С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий.** ПМТФ, 1974, 3.
12. **С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий, Я. К. Трошин.** ФГВ, 1975, 11, 4.
13. **В. М. Гендугов.** ФГВ, 1979, 15, 5.
14. **С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий.** ФГВ, 1984, 20, 4.
15. **А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др.** Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1965.
16. **А. Д. Марголин, В. М. Маргулис.** ФГВ, 1969, 5, 1.
17. **Ю. К. Краснов, В. М. Маргулис и др.** ФГВ, 1970, 6, 3.
18. **В. Н. Вилюнов, В. М. Ушаков, Э. Р. Шрагер.** ФГВ, 1970, 6, 3.
19. **К. К. Куо, А. Г. Чен, Т. Р. Девис.** РТК, 1978, 16.
20. **М. Кумар, С. М. Ковачик, К. К. Куо.** РТК, 1981, 19, 7.
21. **В. В. Митрофанов.** ФГВ, 1975, 11, 1.
22. **И. Т. Бакирев, В. В. Митрофанов.** Докл. АН СССР, 1976, 231, 6.
23. **А. М. Мардашев.** ПМТФ, 1977, 2.
24. **V. V. Mitrofanov.** Astronautica Acta, 1976, 3, 11—12.
25. **П. Б. Вайнштейн.** МЖГ, 1979, 2.

Поступила в редакцию 14/III 1985,
после доработки — 10/X 1985

О ФОРМЕ ВОРОНКИ ВЫБРОСА В ГРУНТАХ

О. А. Арутюнов, В. Г. Дыскин, Р. З. Камалян

(Ташкент)

Задача определения формы воронки выброса относится к числу актуальных проблем взрывного дела. При практических расчетах часто эту проблему упрощают, предполагая, что сечение воронки имеет треугольную [1, 2] или параболическую форму [3]. Такое предположение в ряде случаев соответствует результатам наблюдений. С другой стороны, известны экспериментальные факты, не согласующиеся с таким способом аналитического описания профиля взрывной воронки, и степень несоответствия оказывается значительной [4]. Можно получить аналитическое выражение профиля взрывной воронки с использованием подходящего решения модельной задачи о взрыве в грунте с последующим его уточнением на основе имеющихся экспериментальных данных [5, 6]. Как известно, любая математическая модель задачи о взрыве формулируется на основе постулируемой реологической модели грунта, т. е. некоторой схемы, в которой грунт заменяется средой с заданными гипотетическими свойствами [7]. При этом, чем полнее в модели учтены свойства реального грунта, тем сложнее исходные уравнения, решение кото-