

рывами [6]. Следовательно, амплитуда возмущений уменьшается.

Таким образом, микрокумулятивная струя в тонких зазорах выполняет обратную функцию: вместо генерации возмущений на контактной границе она их частично стабилизирует.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. — Новосибирск: Наука, 1980.
2. Крупин А. В., Соловьев В. Я., Шефтель Н. И. и др. Деформация металлов взрывом. — М.: Металлургия, 1975.
3. Кузьмин Г. Е., Симонов В. А., Яковлев И. В. Зависимость параметров волн при сварке взрывом от фазы разгона метаемой пластины // ФГВ. — 1976. — № 3.
4. Глушак Б. Л., Новиков С. А. и др. Исследование инициирования ТНТ и ТГ50/50 ударными волнами малой длительности // ФГВ. — 1981. — № 6.
5. Курант Р., Фридрихе К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. — М.: ИЛ, 1950.
6. Кикина Н. Г. О влиянии вязкости на неустойчивость тангенциальных разрывов в несжимаемой среде // Акуст. журн. — 1967. — Т. 13, вып. 2.

Поступила 25/1 1988 г.

УДК 534.222

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ПРОВЕДЕНИЯ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА НА МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

А. А. Зверев, О. В. Нагорнов, В. С. Фетисов

(Москва)

Управлять механическими характеристиками камуфлетного взрыва можно при помощи изменения условий его проведения. Существуют различные способы влияния на характеристики взрывного процесса. В [1, 2] обсуждались постановки и решение соответствующих задач для случая, когда камуфлетный взрыв проводится в радиально-неоднородной среде, отмечалось, что радиальную неоднородность среды вокруг заряда можно создать путем обводнения пористой среды вблизи места заложения заряда. Если обводняемую среду предварительно разрушить вспомогательным взрывом, то, после того как все пустоты в разрушенной вспомогательным взрывом среде заполнить жидкостью (например, водой), можно считать, что таким образом подготовленная среда не выдерживает касательных напряжений и ее напряженное состояние полностью характеризуется заданием давления. В [1, 2] исследовалось расширение взрывной полости в радиально-неоднородной среде, однако не вычислялись характеристики упругой волны. Другой способ управления механическими характеристиками взрыва состоит в окружении заряда ВВ сферической прослойкой из пористого материала. В [3] проводилось экспериментальное и теоретическое изучение взрыва заряда ВВ, окруженного сферически-симметричной пенопластовой прокладкой; в качестве среды применялась вода. Наконец, еще один способ управления действием взрыва заключается в изменении плотности заряжения ВВ, что легко осуществить практически.

В настоящей работе основное внимание уделяется влиянию условий проведения камуфлетного взрыва на его упругие характеристики. Проводится расчет параметров упругой волны при взрыве в радиально-неоднородной упругоупругой среде для случаев, когда заряд окружен обводненной средой или высокопористой оболочкой. Приводятся результаты вычисления сейсмической эффективности камуфлетного взрыва для различных плотностей заряжения ВВ.

Взрыв в обводненной среде. Рассмотрим сферически-симметричную постановку задачи. Пусть в начальный момент времени имеется полость радиусом a_0 с давлением газа в ней p_0 , γ — показатель адиабаты газа в полости. При $t > 0$ от стенки полости в окружающую среду начинает распространяться ударная волна (УВ). Среда, в которой производится взрыв, является радиально-неоднородной. В области $r < b_0$ (b_0 — радиус предварительно разрушенной и обводненной среды) касательные напряжения равны нулю. При $r < b_0$ на фронте УВ происходит необратимое сжатие вещества от плотности ρ_0 до плотности ρ_1 . Это уплотнение, характеризуемое параметром $\varepsilon_1 = 1 - \rho_0/\rho_1$, может быть связано с закрытием пустот, оставшихся после обводнения разрушенной зоны. В области $r < b_0$ на фронте УВ выполняются условия сохранения массы и импульса

$$(1) \quad u(R) = \varepsilon_1 \dot{R}(t), \quad p(R) = \varepsilon_1 \rho_0 \dot{R}^2(t) + p_h.$$

Здесь $R(t)$ — радиус фронта УВ; p_h — фоновое давление; $u(R)$ — массовая скорость среды за фронтом. Считая среду за фронтом несжимаемой, имеем

$$(2) \quad \rho_1(\partial u/\partial t + u \partial u/\partial r) = -\partial p/\partial r, \quad \partial(r^2 u)/\partial r = 0$$

(u — скорость среды, p — давление). Из второго уравнения (2) следует

$$(3) \quad u = \dot{a}a^2/r^2$$

(a — текущий радиус взрывной полости).

Подставим (3) в первое уравнение (2) и, производя интегрирование, получаем профиль давления в обводненной области (при $r < b_0$)

$$(4) \quad p(r, t) = \varphi(t) + \rho_1 \left(\frac{\dot{a}^2 \ddot{a} + 2a\dot{a}^2}{r} - \frac{a^4 \dot{a}^2}{2r^4} \right),$$

$\varphi(t)$ можно найти, используя условие адиабатического расширения полости:

$$(5) \quad \varphi(t) = p_0(a_0/a)^{3\gamma} - \rho_1(a\ddot{a} + 3\dot{a}^2/2).$$

Уравнения (4) и (5) совместно с соотношениями (1) позволяют найти уравнение для определения $a(t)$

$$(6) \quad \rho_1 \left(1 - \frac{a}{R} \right) a\ddot{a} = p_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3\gamma} - \rho_1 a^2 \left[\frac{3}{2} - \frac{2a}{R} - \frac{2 - \varepsilon_1}{2\varepsilon_1} \left(\frac{a}{R} \right)^4 \right].$$

Уравнение (6) дополняется известной связью между R и a : $R = [a^3 - (1 - \varepsilon_1) a_0^3]^{1/3} \varepsilon_1^{-1/3}$, а также начальными условиями $a(0) = a_0$, $\dot{a}(0) = \sqrt{\varepsilon_1 p_0 / \rho_1}$; оно описывает расширение полости до тех пор, пока УВ не выйдет на границу зоны обводнения, т. е. до момента времени t_1 , определяемого условием

$$(7) \quad R(t_1) = b_0.$$

После выхода УВ на границу зоны обводнения она продолжает распространяться по среде, обладающей сопротивлением сдвигу. В этой среде (в области $r > b_0$) используем описание, развитое в [4]. Считаем, что в области $r > b_0$ среда на фронте уплотняется от ρ_{20} до ρ_2 . Уплотнение характеризуется параметром $\varepsilon_2 = 1 - \rho_{20}/\rho_2$. Кроме того, считаем, что среда на фронте разрушается и течение разрушенной среды описывается условием пластичности $\tau = kp + m$ ($\tau = \sigma_r - \sigma_\varphi$, $p = -(\sigma_r + 2\sigma_\varphi)/3$, k, m — постоянные, σ_r и σ_φ — компоненты тензора напряжений) и уравнением для объемных деформаций среды с учетом эффекта дилатансии: $\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} = \Lambda \left| \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right|$ (Λ — скорость дилатансии).

На границе $b = b(b_0, t)$ — движущейся границе раздела между обводненной зоной и зоной с прочностными свойствами — приравниваем давление и радиальные напряжения соответственно. Тогда с учетом условий на фронте УВ разрушения получим

$$(8) \quad p_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3\gamma} + \rho_1 \left[\left(\frac{a}{b} - 1 \right) a\ddot{a} - \left(\frac{3}{2} - \frac{2a}{b} + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{b} \right)^4 \right) \dot{a}^2 \right] = \frac{k}{3m} + \varepsilon_2 \rho_{20} \left[\varepsilon_2 + \right. \\ \left. + (1 - \varepsilon_2) \left(\frac{b_0}{R} \right)^{n+1} \right]^{\frac{\alpha}{n+1}} \left\{ \dot{R}^2 + \frac{p_h - k/3m}{\varepsilon_2 \rho_{20}} + A \left(\frac{b_0}{R} \right) R \ddot{R} + n \dot{R}^2 \left[A \left(\frac{b_0}{R} \right) - F \left(\frac{b_0}{R} \right) \right] \right\},$$

$$n = \frac{2 - \Lambda}{1 + \Lambda}, \quad \alpha = \frac{6m}{1 + 2m}, \quad b = [(1 - \varepsilon_2) b_0^{n+1} + \varepsilon_2 R^{n+1}]^{1/(n+1)},$$

$$(b_0^3 - a_0^3) \rho_0 = (\dot{a}^2 - a^3) \rho_1, \quad A(y) = \int_{1/y}^1 s^2 \Phi^{\alpha-n-2}(s) ds,$$

$$F(y) = \varepsilon_2 \int_{1/y}^1 s^2 \Phi^{\alpha-2n-3}(s) ds$$

($\Phi = \Phi(s)$) — связь эйлеровой и лагранжевой координаты [4]). Уравнение (8) справедливо начиная с момента времени t_1 , определяемого из (7), до момента времени t_2 , который находится из условия $\dot{R}(t_2) = c_l$, где c_l — скорость распространения продольных упругих волн. Когда скорость фронта $\dot{R}(t)$ становится равной c_l , упругая волна начинает обгонять фронт УВ. При этом на фронте УВ продолжает происходить разрушение среды.

Все параметры упругой волны характеризуются потенциалом упругих смещений $f(\xi)$ ($\xi = t - t_2 - (r - R_2)/c_l$, $R_2 = R(t_2)$ — радиус, с которого начинается излучение упругой энергии).

Наличие упругой волны влияет на движение фронта УВ. Условия на ее фронте принимают вид

$$u(R) - \dot{R} = \rho_{20}(v^y - \dot{R})/\rho_2, \quad \sigma_r(R) = \sigma_r^y - \varepsilon_2 \rho_{20}(v^y - \dot{R})^2.$$

Здесь $u(R)$, $\sigma_r(R)$ — массовая скорость и радиальное напряжение во фронте УВ; v^y , σ_r^y — массовая скорость и радиальное напряжение в упругой волне. Далее можно получить уравнения для $a(t)$ с учетом излучения упругой волны:

$$(9) \quad \rho_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3\nu} + \rho_1 \left[a \ddot{a} \left(\frac{a}{b} - 1\right) - \left(\frac{3}{2} - \frac{2a}{b} + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{b}\right)^4\right) \dot{a}^2 \right] = \frac{k}{3m} +$$

$$+ \left[\varepsilon_2 + (1 - \varepsilon_2) \left(\frac{b_0}{R}\right)^{n+1} \right]^{-\alpha/(n+1)} \left\{ p_h + \rho_{20} c_l^2 \left[\frac{\dot{f}(\xi)}{c_l^2 R} + \frac{2(1-2\nu)}{1-\nu} \left(\frac{\dot{f}(\xi)}{c_l R^2} + \frac{f(\xi)}{R^3} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \rho_{20} \varepsilon_2 \left(\frac{\dot{f}(\xi)}{c_l R} + \frac{\dot{f}(\xi)}{R^2} - \dot{R} \right)^2 - \frac{k}{3m} + A \left(\frac{b_0}{R}\right) \dot{R} R + n \dot{R}^2 \left[A \left(\frac{b_0}{R}\right) - F \left(\frac{b_0}{R}\right) \right];$$

$$(10) \quad \frac{\ddot{f}}{R} = \frac{\sigma_* - p_h}{\rho_{20} c_l^2} - \frac{2(1-2\nu)}{1-\nu} \left(\frac{\dot{f}}{c_l R^2} + \frac{f}{R^3} \right)$$

(σ_* — прочность на раздавливание; ν — коэффициент Пуассона). Таким образом, уравнения (6), (8)–(10) дают полное описание движения радиально-неоднородной среды с учетом излучения упругой волны.

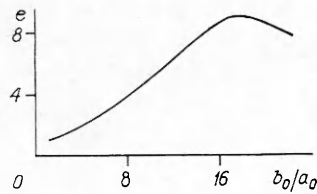
При $t \leq t_1$ решается уравнение (6), при $t_1 \leq t \leq t_2$ решение дается уравнением (8), а при $t > t_2$ следует решать уравнения (9), (10). Уравнения интегрировались численно. На рис. 1 приведена зависимость излученной сейсмической энергии e , которая вычислялась по формуле $e =$

$$= \frac{4\pi\rho_{20}}{c_l} \int_0^{\infty} [\dot{f}(s)]^2 ds,$$

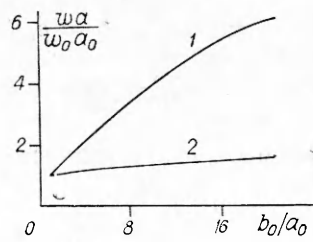
от приведенного радиуса обводнения b_0/a_0 для начальных данных: $p_h = 22$ МПа, $c_l = 3500$ м/с, $k = 15$ МПа, $m = 0,5$, $\nu = 0,3$, $\varepsilon_1 = 0,01$, $\varepsilon_2 = 0,25$.

Энергия на рис. 1 берется в единицах излученной энергии для однородного случая, когда обводненная зона с пониженными прочностными свойствами отсутствует ($b_0 = a_0$). Видно, что зависимость $e(b_0/a_0)$ имеет немонотонный характер. Обводнение области вокруг заряда приводит к тому, что УВ затухает слабее, чем в неоднородной среде, так как обводненная среда не имеет сдвиговой прочности и в ней отсутствует диссипация энергии, происходящая при пластическом течении. В результате высокие значения напряжений распространяются на большие расстояния и, следовательно, увеличивается размер эффективного упругого излучателя и возрастает излученная упругая энергия. При больших значениях радиуса обводнения УВ, проходя обводненную область, ослабляется за счет диссипации, происходящей при схлопывании пор. Поэтому формируемая упругая волна более слабая.

На рис. 2 показана зависимость остаточных деформаций w (отнесенных к остаточным деформациям w_0 при $b_0 = a_0$), взятых на некотором расстоянии от центра взрыва, от b_0/a_0 (кривая 1). С увеличением радиуса



Р и с. 1



Р и с. 2

обводнения уменьшается доля энергии, диссипируемой на фронте УВ при уплотнении среды по сравнению со случаем необводненной среды, это уменьшение связано с меньшим уплотнением в обводненной среде ($\epsilon_1 < \epsilon_2$). При этом увеличивается энергия, передаваемая необводненной среде, что приводит к росту остаточных деформаций. Кривая 2 — зависимость конечного размера радиуса полости от радиуса обводнения.

Взрыв заряда ВВ, окруженного пористой прокладкой. Влияние прослойки из пористого вещества, окружающей заряд, на механический эффект взрыва определяется характером распространения взрывных волн в пористых средах. В высокопористом веществе значительная доля энергии УВ переходит во внутреннюю энергию среды. Когда этой энергии достаточно для испарения вещества, за фронтом среда испаряется и пиковое давление на фронте волны выше, чем в случае, когда среда не испаряется. Указанная особенность воздействия высокой пористости среды на распространение УВ характерна для ближней зоны взрыва, где среда испаряется при протекании через фронт волны. В дальнейшем, когда вещество на фронте не испаряется, значительная энергия, диссипируемая на фронте, переходит главным образом во внутреннюю энергию твердой фазы среды, не вносящую вклад в давление. На этой стадии взрыва высокая диссипация энергии на фронте приводит к быстрому затуханию с расстоянием от центра напряжений на ударном фронте.

Характерной особенностью взрыва заряда химического ВВ является сравнительно низкая объемная концентрация энергии, выделяющейся при взрыве. Это позволяет с хорошей точностью считать, что при проведении лабораторных взрывов в высокопористых веществах действие последних сводится к ослаблению взрывного эффекта в пренебрежении явлением испарения.

Пусть в начальный момент времени взрывная полость радиуса a_0 , окруженная сферической оболочкой высокопористого материала, заполнена газами с давлением p_0 . От стенок полости распространяется сферическая УВ, на фронте которой вещество уплотняется за счет схлопывания пор. По предположению пористость материала оболочки (объемная доля пустот) велика настолько, что ширина зафронтного слоя уплотненного вещества мала по сравнению с радиусом ударного фронта. Уравнение движения среды за фронтом с учетом прочностных свойств в лагранжевых координатах запишется в виде

$$(11) \quad \rho_0 r^2 r^{\alpha-2} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[r^\alpha \left(\sigma_r(r, t) + \frac{k}{3m} \right) \right].$$

Интегрирование данного уравнения с учетом граничных условий (1) и уравнения неразрывности (2) дает

$$(12) \quad R^\alpha r R + a^\alpha p(a) + (R^\alpha - a^\alpha) k/(3m) = \int_a^R \rho u r^\alpha dr.$$

Величину ρu находим аналогично [5] из закона движения тонкого слоя уплотненного вещества

$$(13) \quad \frac{d}{dt} (Mu) = \frac{d}{dt} \left[\frac{4\pi}{3} (R^3 - a^3) \rho u \right] = 4\pi a^2 p(a),$$

где M — масса слоя; $\rho = \rho_0/(1 - m_0)$ — плотность сжатого вещества; u — его массовая скорость; m_0 — начальная пористость; R — радиус ударного фронта; $a(t)$ — текущий радиус полости; k и m — коэффициенты сцепления и трения; $\alpha = 6m/(2m + 1)$. В предположении постоянства произведения ρu вдоль радиуса в тонком слое из (11)—(13) получим

$$(14) \quad \sigma_r(R) = -p(a) \frac{z^3 - 1 - 3(z^{\alpha+1} - 1)/(1 + \alpha)}{z^\alpha(z^3 - 1) - 3z^2(z^{\alpha+1} - 1)/(\alpha + 1)} - \\ - \frac{k(1 - z^{-\alpha})/(3m)}{1 - 3z^3(1 - z^{-\alpha-1})(\alpha + 1)^{-1}(z^3 - 1)^{-1}}$$

($z = R/a$). Заметим, что в ближней зоне взрыва (а для зернистого вещества с пренебрежимо слабым сцеплением и для всех значений R) вторым слагаемым в выражении (14) можно пренебречь. В отличие от решения, приводимого в [5], где в любой момент времени считается, что $p(a) = p(R)/2$, в зависимости (14) коэффициент пропорциональности между указанными величинами зависит от отношения R/a и коэффициента внутреннего трения. Полученное решение справедливо до момента выхода УВ на границу, разделяющую высокопористую оболочку и окружающую среду. В настоящей работе распространение УВ в среде описывалось в рамках модели пористой несжимаемой переменного уплотняющейся дилатирующей среды [6]. Решалась также задача об излучении упругих волн как с движущегося фронта волны разрушений, так и после его остановки [7]. Для сшивки указанных решений использовалось условие непрерывности радиального напряжения на ударном фронте при его прохождении границы оболочка — среда.

Расчеты, соответствующие приведенным ниже результатам, проводились для взрыва в каменной соли плотностью $2,2 \text{ г/см}^3$. Плотность твердой фазы материала, из которого состояла оболочка, составляла $2,5 \text{ г/см}^3$. На рис. 3 показана зависимость сейсмической эффективности взрыва, т. е. доли энергии взрыва, излученной на бесконечность в виде упругих волн, от радиуса R_0 высокопористой оболочкой, окружающей заряд (пористость материала оболочек $m_0 = 0,65; 0,8; 0,95$ — линии 1—3). Радиус заряда $5 \text{ см/кг}^{1/3}$. Как свидетельствуют расчеты, ослабление сейсмической эффективности взрыва вследствие окружения заряда пористой оболочкой пропорционально толщине этой оболочкой и пористости ее материала. Из условия сохранения массы следует, что $a^3 - (1 - m_0)a^3 = m_0 R^3$, где a_0 — начальный радиус заряда, $a(t)$ — радиус взрывной полости, R — радиус фронта УВ. В нашем случае вторым слагаемым в данном выражении можно пренебречь. Кроме того, если оболочка образована порошкообразным материалом, у которого отсутствует сцепление между частицами, можно пренебречь вторым слагаемым в выражении (14). При этом для радиальных напряжений на фронте УВ справедливо выражение

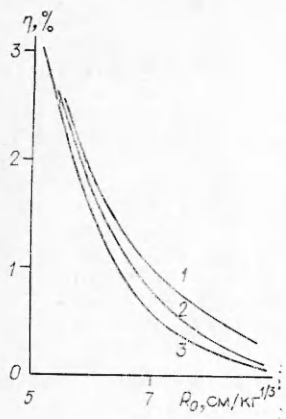
$$(15) \quad \sigma_r(R) = -p(a)K(m_0, \alpha)$$

($K(m_0, \alpha)$ — функция m_0 и α).

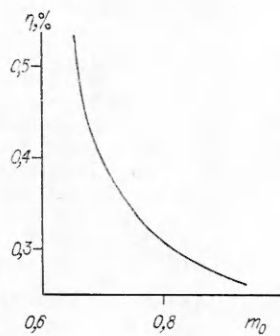
Для адиабатического расширения продуктов детонации $\sigma_r(R) \sim m_0^{-\gamma} R^{-3\gamma}$ (γ — показатель адиабаты газообразных продуктов детонации). Видно, что при прохождении УВ через окружающую заряд оболочку напряжения на фронте затухают быстрее, чем в твердых средах, для которых показатель степени в законе затухания напряжений лежит в интервале $1,8—3,3$.

Рис. 4 иллюстрирует зависимость сейсмической эффективности взрыва от пористости материала оболочек фиксированного радиуса, равного $7,5 \text{ см/кг}^{1/3}$. Этот результат свидетельствует о том, что быстрое затухание амплитуды УВ в оболочках высокой пористости приводит к более эффективному экранированию взрывного и сейсмического эффекта.

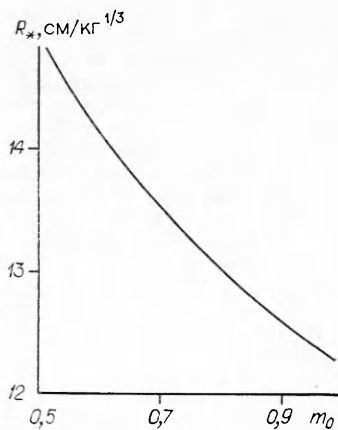
Зависимость (15) с учетом соотношения a и R позволяет определить радиус оболочек $R_{\text{кр}}$, при котором в окружающей среде отсутствуют раз-



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

рушения. Если σ_* — прочность среды на раздавливание, то искомое соотношение запишется в виде $\sigma_* = p_0(a_0/a)^{3\gamma} m_0^{-\gamma} K(m_0, \alpha)$, где $K(m_0, \alpha)$ — первое слагаемое в зависимости (14) в предположении, что $z = R/a = m_0^{-1/3}$. Следовательно, для \bar{R}_* справедливо выражение $R_* = a_0 [K(m_0, \alpha) p_0 / (m_0^\gamma \sigma_*)]^{1/3\gamma}$ (p_0 — начальное давление газообразных продуктов детонации). Зависимость \bar{R}_* от m_0 показана на рис. 5. Данный результат согласуется с предыдущими: с ростом пористости увеличивается скорость затухания напряжений на фронте УВ, которые становятся ниже σ_* при меньших значениях радиуса ударного фронта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Механический эффект и диссипативные процессы при взрыве в пористой среде // ПМТФ.— 1981.— № 2.
2. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Сферический взрыв в радиально-неоднородной насыщенной пористой среде // ФГВ.— 1979.— № 3.
3. Баталов В. А., Котов В. А. и др. Камуфлетный взрыв в воде. Роль смягчающих прокладок в процессе образования полости // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли.— 1980.— № 8.
4. Дунин С. З., Сироткин В. К. Расширение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилатационных свойств грунта // ПМТФ.— 1977.— № 4.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. Г. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
6. Зверев А. А., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в переменном уплотняющей среде дилатирующей среде // ПМТФ.— 1982.— № 4.
7. Зверев А. А., Ловецкий Е. Е., Фетисов В. С. Излучение упругой волны при взрыве в переменном уплотняемой пористой среде // ПМТФ.— 1983.— № 6.

Поступила 23/IX 1987 г.,
в окончательном варианте — 8/XII 1987 г.

УДК 533.6.011

ВАРИАЦИОННЫЕ ЗАДАЧИ РАДИАЦИОННОЙ ГАЗОДИНАМИКИ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА ГАЗА С ПОВЕРХНОСТИ

Н. Н. Пилюгин, Л. А. Прокопенко
(Киев)

Снижение лучистых тепловых потоков к лобовой части тела, движущегося со сверхзвуковой скоростью при $M \gg 1$, может быть достигнуто разными способами [1, 2]. В связи с этим интересно исследовать пути уменьшения тепловых потоков к лобовой части аппарата. Один из эффективных способов — такой выбор формы тела и его траектории полета, который обеспечит наименьший лучистый нагрев тела. Вопросам оптимизации формы тела при наличии лучистого теплообмена (без вдува газа с поверхности) при различных дополнительных ограничениях посвящен ряд работ (см. обзор [1]).