

УДК 539.3

© С.А.Афанасьева¹, Н.Н.Белов¹, В.А.Бураков¹, В.В.Буркин¹, Е.Н.Зыков¹, А.Н.Ищенко¹,
А.А.Родионов², В.Г.Симоненко¹, М.В.Хабибуллин¹, Н.Т.Югов¹, 2012

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета, г.Томск

²Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН
ichan@niipmm.tsu.ru

РАСЧЕТ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ДВИЖЕНИЯ ИНЕРЦИОННОЙ МОДЕЛИ ПРИ ВХОДЕ В ВОДУ И ЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРЕГРАДОЙ

Рассматривается начальная стадия высокоскоростного проникания иглообразного металлического тела в воду и взаимодействие его с металлической преградой. Расчет проводится в рамках механики сплошной среды: для твердого тела предложена упругопластическая модель с учетом разрушения, для воды - гидродинамическая модель. В рассматриваемом диапазоне скоростей 1.0–2.5 км/с при входе тела в воду реализуется режим развитой кавитации, наблюдается пластическая деформация головной части ударника, а в отдельных случаях его разрушение, что приводит к повышению сопротивления движению.

Ключевые слова: экспериментальное моделирование, математическое моделирование, высокоскоростное взаимодействие, металл, вода.

При взаимодействии ударников с целями, защищенными слоем воды, существенным фактором является сопротивление воды как в начальной стадии проникания тела, так и при его движении на глубине, что приводит к снижению скорости ударника.

Высокоскоростному прониканию твердого тела в жидкость сопутствует широкая область высокого давления, которая перемещается вместе с телом. Оценки, сделанные с помощью графоаналитического анализа распада разрыва «металл-вода», показывают, что при входе в воду тел со скоростью порядка скорости звука в воде, на границе контакта реализуется давление, которое превышает предел текучести металла, что приводит к пластической деформации тел и изменению их формы [1, 2]. Следовательно, при соответствующих условиях необходимо рассматривать металлические тела, входящие в воду, как деформирующиеся и разрушающиеся.

В данной работе взаимодействие металлического тела и воды моделируется в рамках механики сплошной среды. Для твердого тела предложена упругопластическая модель с учетом разрушения. Вода описывается как среда со сферическим тензором напряжений (гидродинамика), который не определяется формоизменением элемента сплошной среды.

Ниже приводятся математическая модель взаимодействия среды металл–вода и численный анализ начальной стадии высокоскоростного проникания в воду усеченного конуса из стали и сплава ВНЖ-90. Также рассматривается соударение данного конуса с металлическими преградами.

Математическая модель. Универсальными уравнениями, описывающими любые движения всех сплошных сред, являются уравнения неразрывности, движения, моментов количества движения и энергии. В настоящей работе не рассматриваются полярные

среды, поэтому из уравнения моментов количества движения следует симметрия тензора напряжений Коши [3]: $\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^T$.

Предполагается, что отсутствуют массовые силы, подвод тепла и приток нетепловых видов энергии, отличных от работы механических сил [4]. При этих предположениях уравнения неразрывности, движения и энергии для материального объема V сплошной среды, ограниченного поверхностью Σ , записываются в виде [3]

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = 0, \quad \frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_{\Sigma} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} dS, \quad \frac{d}{dt} \int_V \rho \left(\frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} + \varepsilon \right) dV = \int_{\Sigma} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{u} dS, \quad (1)$$

где t – время, ρ – плотность, \mathbf{u} – вектор скорости, ε – удельная внутренняя энергия, \mathbf{n} – единичный вектор внешней нормали к площадке.

При рассмотрении деформации элемента среды удобно выделить компоненты напряжений, связанные с изменением его объема и формы, т.е. представить тензор напряжений в виде суммы шаровой и девиаторной частей [5, 6]: $\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{g} + \mathbf{s}$. Вода при ударно-волновом нагружении описывается в рамках излагаемой модели как среда со сферическим тензором напряжений $\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{g}$.

Аналогично вводится девиаторная часть тензора скоростей деформаций:

$$\mathbf{e} = \mathbf{d} - \frac{1}{3}(\mathbf{d} : \mathbf{g})\mathbf{g}.$$

В приведенных выше соотношениях $p = -\frac{1}{3}\boldsymbol{\sigma} : \mathbf{g}$ – давление, \mathbf{g} – метрический тензор, \mathbf{s} – девиатор тензора напряжений, \mathbf{e} – девиатор тензора скоростей деформаций, $\mathbf{d} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)$ – тензор скоростей деформаций.

Указанные скалярные, векторные и тензорные величины являются функциями пространственных координат y и времени t .

Система уравнений (1) замыкается с помощью определяющих соотношений, которые учитывают физические свойства конкретной среды.

При построении модели пластического тела принимается ряд предположений [6–12], основу для которых дают обширные экспериментальные исследования.

В сложном напряженном состоянии переход материала в пластическое состояние определяется условием, представляющим в пространстве напряжений гладкую и выпуклую поверхность, уравнение которой для идеальнопластических тел можно записать в виде $F(\boldsymbol{\sigma}) = 0$, где F – четная функция относительно компонент тензора напряжений и выбрана так, что условие $F < 0$ определяет упругое состояние, а $F = 0$ – состояние пластического течения.

Для изотропного материала имеет место $F(I_1, J_2, J_3) = 0$, где $I_1 = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{g}$ – первый инвариант тензора напряжений, $J_2 = \frac{1}{2}\mathbf{s}^2 : \mathbf{g}$ – второй инвариант девиатора тензора напряжений, $J_3 = \frac{1}{3}\mathbf{s}^3 : \mathbf{g}$ – третий инвариант девиатора тензора напряжений.

Предполагается, что тензор скоростей деформаций может быть представлен в виде суммы упругой \mathbf{d}^e и пластической \mathbf{d}^p составляющих: $\mathbf{d} = \mathbf{d}^e + \mathbf{d}^p$.

В качестве основного принципа, положенного в основу построения теории пластичности, принимается принцип минимума работы истинных напряжений на приращениях пластических деформаций [12]. Тогда для определения пластической составляющей

щей тензора скоростей деформаций в процессе пластического нагружения ($F = 0$, $dF = 0$) получается следующее дифференциальное соотношение: $\mathbf{d}^p = \lambda \frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{\sigma}}$, где λ – не-
которая положительная скалярная величина. Она равна нулю в упругой области ($F < 0$) и при упругой разгрузке из пластического состояния ($F = 0$, $dF < 0$).

Учитывая, что $\frac{\partial I_1}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{g}$, $\frac{\partial J_2}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{s}$, $\frac{\partial J_3}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{s} \cdot \mathbf{s} - \frac{2}{3} J_2 \mathbf{g}$, получим

$$\mathbf{d}^p = \lambda \left[\frac{\partial F}{\partial I_1} \mathbf{g} + \frac{\partial F}{\partial J_2} \mathbf{s} + \frac{\partial F}{\partial J_3} \left(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s} - \frac{2}{3} J_2 \mathbf{g} \right) \right].$$

Для описания упругой составляющей девиатора тензора скоростей деформаций $\mathbf{e}^e = \mathbf{e} - \mathbf{e}^p$ используется зависимость $\mathbf{e}^e = \frac{\mathbf{s}^{CR}}{2\mu}$ [13], где $\mathbf{e}^p = \mathbf{d}^p - \frac{1}{3} (\mathbf{d}^p : \mathbf{g}) \mathbf{g}$ – пластическая составляющая девиатора тензора скоростей деформаций; μ – модуль сдвига; $\mathbf{s}^{CR} = \frac{d\mathbf{s}}{dt} + \nabla \mathbf{u} \cdot \mathbf{s} + \mathbf{s} \cdot \nabla \mathbf{u}^T$ – коротационная производная Коттер и Ривлина девиатора тензора напряжений [8], удовлетворяющая принципу материальной объективности.

Выделяя девиаторную часть тензора \mathbf{d}^p , находим искомое определяющее уравнение

$$\mathbf{e} = \frac{\mathbf{s}^{CR}}{2\mu} + \lambda \left[\frac{\partial F}{\partial J_2} \mathbf{s} + \frac{\partial F}{\partial J_3} \left(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s} - \frac{2}{3} J_2 \mathbf{g} \right) \right].$$

Задание функции $F(I_1, J_2, J_3)$ позволяет сформулировать конкретный вид определяющих соотношений. Принимая, в частности, условие текучести Мизеса–Шлейхера $F \equiv J_2 - f(p) = 0$, где f – неубывающая функция своего аргумента $p = -\frac{1}{3} I_1$, получаем [14]

$$2\mu \left[\mathbf{d} - \frac{1}{3} (\mathbf{d} : \mathbf{g}) \mathbf{g} \right] = \mathbf{s}^{CR} + \lambda_1 \mathbf{s}, \quad (2)$$

$$\text{где } \lambda_1 = \begin{cases} \frac{2\mu \mathbf{s} : \mathbf{e} - f'(p) \frac{dp}{dt}}{2f(p)} & \text{при } J_2 = f(p), \quad 2\mu \mathbf{s} : \mathbf{e} > f'(p) \frac{dp}{dt}, \\ 0 & \text{при } J_2 < f(p) \text{ или } J_2 = f(p), \quad 2\mu \mathbf{s} : \mathbf{e} \leq f'(p) \frac{dp}{dt}. \end{cases}$$

Для металлов в условиях динамических нагрузок можно принять $f = \frac{1}{3} \sigma_s^2$. Здесь

σ_s – предел текучести при простом растяжении в условии текучести Губера–Мизеса.

Отметим, что в работе рассматривается модель среды, не чувствительной к скорости деформации. Однако в соотношении между напряжениями и деформациями используются динамические характеристики материалов.

С точки зрения математического моделирования проблема разрушения имеет два аспекта. Первый связан с разработкой модели и критерия разрушения, второй – с описанием механического поведения частично поврежденной или разрушенной среды [15–18].

Многочисленные экспериментальные исследования [19, 20] свидетельствуют о том, что разрушение не является критическим событием мгновенной потери сплошности вещества при достижении определенной величиной предельного значения. Необходимо

время, за которое параметры напряженного и деформированного состояния, достигшие некоторого критического уровня, воздействуя на структуру материала, накапливают в ней повреждения, в результате чего материал постепенно разрыхляется, его несущая способность падает и наступает полное разрушение [21, 22].

Механизм отрывного разрушения пластичных материалов определяется последовательно развивающимися процессами зарождения, роста и слияния микропор или микротрещин [17, 18, 20, 23, 24] в объемах, находящихся под действием растягивающих напряжений.

Неоднородная пористая среда рассматривается как двухкомпонентный композиционный материал, состоящий из твердой фазы – матрицы и включений – пор. Относительно геометрических характеристик пор предполагается, что их форма близка к сферической, а функция распределения по размерам такова, что они описываются некоторым общим для всего ансамбля пор характерным размером.

Считается, что материал матрицы однороден и изотропен, а поры распределены в нем равномерно по всем направлениям.

Таким образом, внутренняя структура пористого материала определяется относительным объемным содержанием пор и их характерным размером.

Удельный объем пористой среды v представляется в виде суммы удельного объема пор v_p и удельного объема матрицы v_m : $v = v_p + v_m$. Пористость материала характеризуется объемом пустот в единице объема $\xi = v_p/v$ либо параметром $\alpha = v/v_m$, которые связаны очевидными зависимостями $\alpha = \frac{1}{1-\xi}$, $\xi = 1 - \frac{1}{\alpha}$.

При описании механического поведения микронеднородной пористой среды будем моделировать ее некоторой эквивалентной, макроскопически однородной средой. В этом случае необходимо определить уравнение состояния эквивалентной однородной среды и ее эффективные упругие и прочностные характеристики, учитывающие свойства матричного материала, геометрические параметры пор и их взаимодействие между собой.

Эффективные значения физических характеристик входят в определяющие соотношения (2) и связывают осредненные по материалу поля, образованные полевыми тензорами пористой среды. При вычислении эффективного модуля сдвига и предела текучести используются известные точные и приближенные решения для ряда частных моделей композиционных материалов со сферическими включениями [25, 26], а также различные эмпирические зависимости [27]. Например, согласно [28],

$$\mu(\alpha) = \frac{\mu_m}{\alpha} \left(1 - \frac{6c_0^2 \rho_0 + 12\mu_m}{9c_0^2 \rho_0 + 8\mu_m} \cdot \frac{\alpha - 1}{\alpha} \right), \quad \sigma_s(\alpha) = \frac{\sigma_{sm}}{\alpha}, \quad (3)$$

где μ_m , σ_{sm} , ρ_0 – соответственно модуль сдвига, предел текучести, начальная плотность материала матрицы; c_0 – объемная скорость звука в невозмущенном материале матрицы.

Термодинамическое уравнение состояния пористого материала зависит от α . Если известно уравнение состояния матричного материала, то уравнение состояния пористой среды получается на основе p - α модели [29]. Суть данной модели состоит в том, что если пренебречь поверхностной энергией пор и давлением содержащегося в них газа, то уравнение состояния пористого материала имеет тот же вид, что и для материала матрицы, а давление в пористом материале p и давление в материале матрицы p_m связаны соотношением $p = p_m/\alpha$.

Таким образом, если уравнением состояния матричного материала является $p_m = p_m(\rho_m, \epsilon)$, то уравнение состояния этого материала, содержащего поры, будет иметь вид

$$p = \frac{p_m(\alpha\rho, \epsilon)}{\alpha}, \quad (4)$$

где $\rho = \rho_m/\alpha$ – плотность пористого материала, ρ_m – плотность материала матрицы.

Для расчетов ударно-волновых явлений без фазовых переходов используется уравнение состояния в калорическом виде [30]: $p_m = p_m(\rho_m, \epsilon)$. Конкретный вид этого уравнения для твердых тел может быть задан в различной форме.

При построении полуэмпирических уравнений состояния традиционным является разделение давления и внутренней энергии на холодные p_x, ϵ_x и тепловые составляющие [15, 16, 31]. Если температура не слишком высока и электронным возбуждением можно пренебречь, то уравнение состояния записывается в форме Ми-Грюнайзена:

$$p_m(\rho_m, \epsilon) = p_x(\rho_m) + \gamma(\rho_m)\rho_m[\epsilon - \epsilon_x(\rho_m)].$$

Задача при этом сводится к определению кривой холодного сжатия $p_x(\rho_m) = \rho_m^2 \frac{d\epsilon_x}{d\rho_m}$ и коэффициента Грюнайзена $\gamma(\rho_m)$.

При численном моделировании ударно-волновых явлений определенное распространение получило уравнение состояния [31]:

$$p_m(\rho_m, \epsilon) = a^2(\rho_m - \rho_0) + n\rho_m\epsilon. \quad (5)$$

По своему физическому смыслу величина a представляет собой объемную скорость звука c_0 , n – термодинамический коэффициент Грюнайзена γ_0 . Для увеличения точности расчетов параметры a, n в (5) определяются привязкой к экспериментальной ударной адиабате. Реперные точки выбирались в интервале массовой скорости 0...6 км/с.

В зависимостях (3), (4) появляется дополнительный структурный параметр α , поэтому для полного математического описания развития откольного разрушения необходимо ввести кинетическое уравнение, описывающее его эволюцию. При выводе этого уравнения привлекаются модельные построения [32], основанные на предположении, что поведение исходной среды с пористостью α_0 и характерным размером пор a_0 при динамическом нагружении аналогично поведению отдельной сферической частицы радиуса b_0 из матричного материала, в центре которой находится сферическая пора радиуса a_0 . Причем внешний радиус полой сферической частицы b_0 выбирается таким образом, что отношение общего объема частицы с порой к объему матричного материала равно α_0 .

Таким образом, модель роста сферических пор [33] основывается на предположении о существовании в материале сферических очагов разрушения и анализе динамики их роста. В качестве меры поврежденности используется скалярный параметр α , введенный ранее. Кинетика разрушения вязкопластической среды получена в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = 0 \text{ при } p \geq -\frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha-1},$$

$$\tau_1^2 \sigma_{sm} Q_1 \left(\alpha, \frac{d\alpha}{dt}, \frac{d^2\alpha}{dt^2} \right) = \alpha p + a_s \ln \frac{\alpha}{\alpha-1} + \frac{2}{3} \cdot \frac{\eta}{\nu} \cdot \frac{\alpha^\nu - (\alpha-1)^\nu}{(\alpha-1)^\nu \alpha^\nu} \left| \frac{d\alpha}{dt} \right|^{\nu-1} \frac{d\alpha}{dt} \text{ при } p < -\frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha-1},$$

где

$$Q_1\left(\alpha, \frac{d\alpha}{dt}, \frac{d^2\alpha}{dt^2}\right) = -\frac{d^2\alpha}{dt^2}\left[(\alpha-1)^{-1/3} - \alpha^{-1/3}\right] + \frac{1}{6}\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2\left[(\alpha-1)^{-4/3} - \alpha^{-4/3}\right], \tau_1^2 = \frac{\rho_0 a_0^2}{3\sigma_{sm}(\alpha_0-1)^{2/3}};$$

α_s, η, ν – константы материала, подбираемые сопоставлением результатов численного моделирования с экспериментальными профилями скорости свободной поверхности. Моментом завершения локального макроскопического разрушения твердого тела при таком подходе является достижение пористостью критического значения α_* .

Рассмотренные выше уравнения описывают эволюцию параметра α в диапазоне $1 < \alpha_{00} \leq \alpha \leq \alpha_*$, где α_{00} – остаточная пористость.

Поврежденная или разрушенная среда математически моделируется эквивалентной однородной сплошной средой.

Процесс разрушения сопровождается изменением структуры материала. Обратное влияние микроструктурных изменений на макроскопическое напряженно-деформированное состояние отражено в уравнении состояния (4) и эффективных характеристиках поврежденной среды (3), зависящих от величины накопленной поврежденности.

При растяжении разрушенный материал описывается как порошок, движение которого происходит в соответствии с уравнениями для среды, лишенной напряжений. Относительное содержание пустот при этом находится из уравнения состояния пористого вещества с нулевым давлением в частицах.

Аналогично ведет себя разрушенный материал и при сжатии, если величина пористости в нем превышает критическое значение α_* .

В качестве критерия сдвигового разрушения пластичных материалов используется критерий, основанный на предельной величине удельной работы пластических деформаций A_*^p . Приращение этой работы в единице объема в терминах некорректированных напряжений (в расчетах применяется процедура приведения напряжений к поверхности

текучести [34]) вычисляются по формуле $dA^p = \frac{\sigma_s}{3\mu}(s_i - \sigma_s)$ [35], где $s_i = \sqrt{\frac{3}{2}}\mathbf{s}:\mathbf{s}$ – интен-

сивность напряжений. Считается, что при $A^p = A_*^p$ элемент материала полностью разрушается.

Разрушение воды происходит при отрицательных давлениях. При динамических нагрузках она выдерживает давления порядка $p = -1.5 \cdot 10^8$ Па. Для расчета разрушения воды также используется концепция пористости. Пористость в воде характеризуется наличием растворенных в ней пузырьков воздуха. Предполагается, что давление в пузырьках равно нулю. При возникновении отрицательных давлений в воде поры расширяются. Предполагается также, что изменение пористости в воде происходит без усилий, при этом критическое значение пористости $\alpha_* = \alpha_{00}$. Если величина пористости в воде превышает критическое значение α_* , она разрушается.

Полная математическая постановка задачи, кроме выписанных выше уравнений, должна включать начальные и граничные условия.

Начальные условия соответствуют тому факту, что при $t = 0$ j -й материал многообластной среды находится в однородном ненапряженном и недеформированном состоянии:

$$\mathbf{s} = \mathbf{0}, p = 0, \varepsilon = 0, \mathbf{u} = \mathbf{u}_{0j}, \rho = \rho_{0j}, \alpha = \alpha_{0j}, \frac{d\alpha}{dt} = 0, A^p = 0, \Sigma = \Sigma_{0j}.$$

Внешние границы взаимодействующих тел свободны от напряжений: $\sigma_n = \mathbf{n} \cdot \sigma = \mathbf{0}$.

На контактных границах ($\sigma_n \cdot \mathbf{n} < 0$) реализуются условия скольжения без трения:

$$[\sigma_n] = 0, [\sigma_n \cdot \mathbf{u}] = 0, \sigma_n \cdot \boldsymbol{\tau} = 0, \quad (6)$$

где $\boldsymbol{\tau}$ – единичный вектор касательной к площадке. Условия (6) допускают возможность существования разрыва касательной составляющей скорости при переходе через контактную поверхность.

Для численного решения задачи используется методика расчета [36], позволяющая исследовать двухмерные течения сжимаемой (упругопластической и гидродинамической) среды в областях с подвижными свободными и контактными границами. Для описания нерегулярных подвижных границ на фиксированной прямоугольной сетке используются частицы-маркеры, а также предложенный в [36] алгоритм локальной перестройки ячеек, основанный на введении граничных ячеек переменного объема, геометрические параметры которых присутствуют в разностных формулах. Конечно-разностная схема получена при помощи метода контрольного объема.

Результаты расчетов. Рассматривается проникание в воду металлического ударника, представляющего собой усеченный конус высотой 85 мм с диаметром вершины (кавитатора) 1.2 мм и диаметром основания 7.1 мм. Для метания в стволе калибром 30 мм он помещается в ведущее устройство и снабжается поддоном. Предполагается, что на участке внешней траектории, от дульного среза до поверхности воды, поддон и ведущее устройство отделяются от ударника. Эксперименты проведены на баллистической установке. Рис.1 демонстрирует деформацию и разрушение головной части стального конического элемента при входе в воду со скоростью 2.2 км/с.

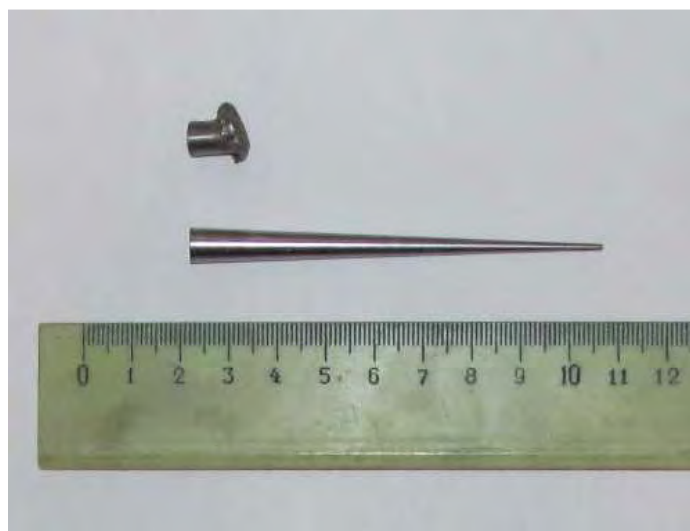


Рис.1. Вид конического элемента до и после (вверху) проникания в воду со скоростью 2.2 км/с.

Ниже представлены результаты численного исследования проникания конических элементов из стали и сплава ВНЖ-90 в полупространство воды – диапазон начальных скоростей $u_0 = 1.0 \dots 2.5$ км/с.

Параметры уравнения состояния (5) и прочностные характеристики исследуемых материалов даны в таблице.

Материал	$\rho_0, \text{г/см}^3$	$a, \text{км/с}$	n	μ_m	σ_{sm}	a_s	α_{00}	α_*
				ГПа				
Вода	1.0	2.02	1.70	–	–	–	1.00001	1.00001
Алюминий	2.71	5.57	1.92	27.7	0.17	0.27	1.0002	1.43
Сталь	7.85	4.91	2.07	79.0	0.64	0.43	1.0006	1.43
ВНЖ	17.11	3.986	1.759	126.0	1.0	0.24	1.0008	1.11

На рис.2, 3 приведены результаты расчетов проникания стального конического элемента в воду со скоростями 1.0, 1.5, 2.5 км/с (p_{\max} – максимальное давление, u_x – осевая составляющая скорости центра масс конического элемента в указанный момент времени; оси ординат и абсцисс в сантиметрах).

При входе в воду со скоростью 1.0 км/с (рис.2, а) на контактной границе реализуется давление 2.8 ГПа, которое более чем в 4 раза превышает предел текучести стали (0.64 ГПа), что приводит к пластической деформации ударника и изменению его формы. При $u_0 = 1.5$ км/с (рис.2, б) в результате пластической деформации диаметр кавитатора увеличивается почти в 4 раза, что сопровождается увеличением силы сопротивления. При ударе со скоростью 2.5 км/с (рис.2, в) выполняются критерии разрушения стали (черная область), вследствие чего движущееся тело разрушается в головной части.

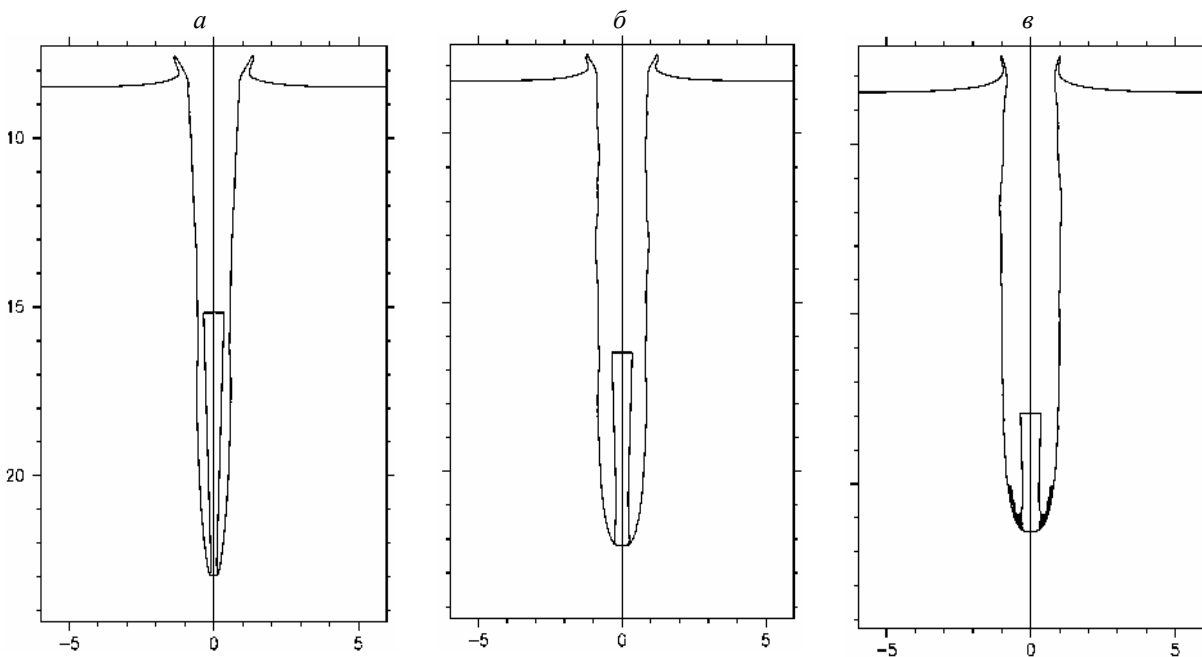


Рис.2. Проникание стального конического элемента в воду.

а – $u_0 = 1.0$ км/с, $t = 153$ мкс, $p_{\max} = 0.8$ ГПа, $u_x = 0.96$ км/с; б – $u_0 = 1.5$ км/с, $t = 111$ мкс, $p_{\max} = 1.9$ ГПа, $u_x = 1.42$ км/с; в – $u_0 = 2.5$ км/с, $t = 72$ мкс, $p_{\max} = 2.1$ ГПа, $u_x = 2.21$ км/с.

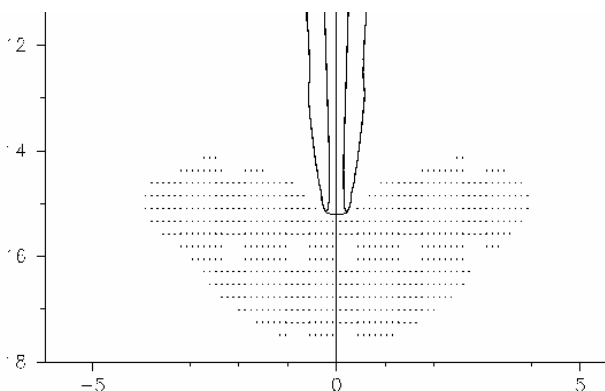


Рис.3. Ударная волна, созданная коническим элементом.
 $u_0 = 1.5$ км/с, $t = 54$ мкс.

На рис.3 точками отмечена зона с давлением 0...0.5 ГПа, характеризующая положение сформировавшейся в воде ударной волны при проникании конического элемента с начальной скоростью $u_0 = 1.5$ км/с.

Ниже приведена хронограмма проникания конического элемента из сплава ВНЖ-90 при $u_0 = 2.5$ км/с в моменты времени 15, 30 и 67 мкс (рис.4). Максимальное давление p_{\max} , реализующееся в области контакта, на протяжении всего процесса проникания держится около 4 ГПа. В момент времени 67 мкс глубина проникания ударника составляет 13.5 см, а скорость центра масс u_x упала до 2.43 км/с. Ударник срабатывается с разрушением до длины 5.5 см.

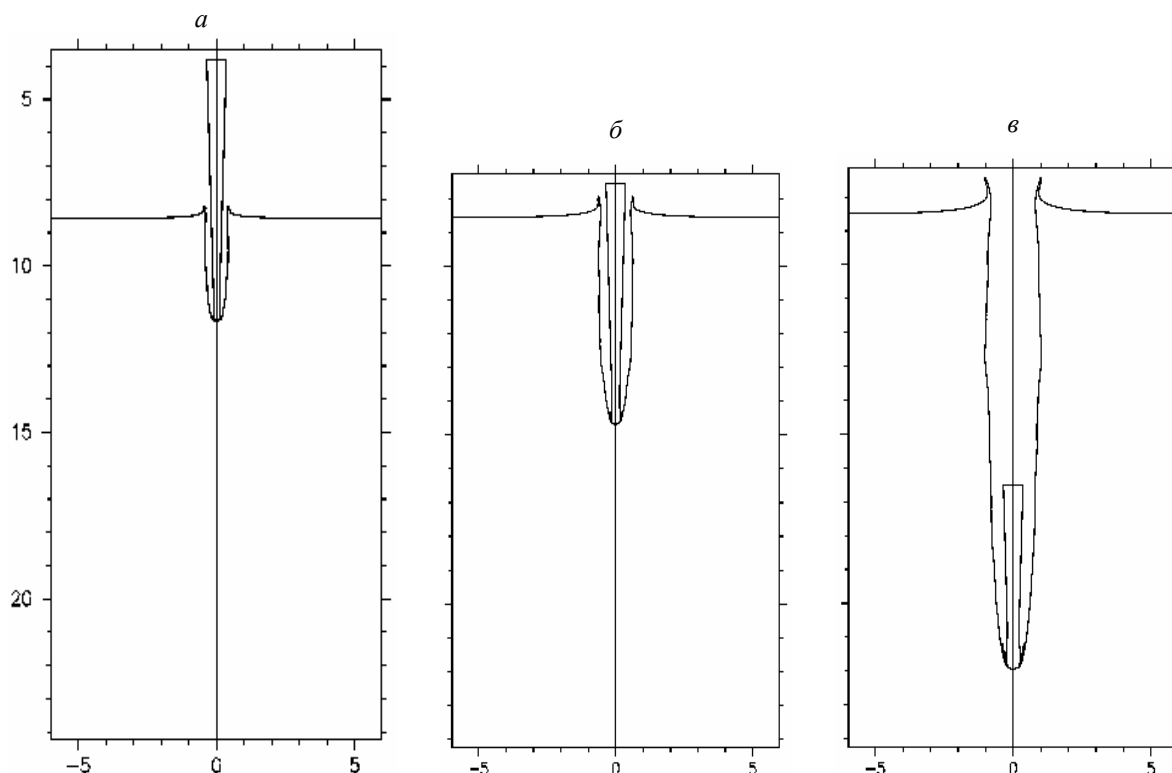


Рис.4. Хронограмма проникания модели из ВНЖ-90 в воду при $u_0 = 2.5$ км/с.
 $a - t = 15$ мкс, $p_{\max} = 3.5$ ГПа, $u_x = 2.49$ км/с; $b - t = 30$ мкс, $p_{\max} = 4.7$ ГПа, $u_x = 2.48$ км/с;
 $v - t = 67$ мкс, $p_{\max} = 3.5$ ГПа, $u_x = 2.43$ км/с.

Таким образом, показано, что самое начало входа рассматриваемой инерционной модели в воду (≈ 1.6 длины модели) в диапазоне скоростей 1.0...2.5 км/с сопровождается пластической деформацией ее головной части, а при скорости $u_0 = 2.5$ км/с – и частичным разрушением. В воде формируется ударная волна, распространяющаяся вместе с ударником, при этом образуется развитая каверна (суперкаверна), что исключает контакт боковой поверхности движущегося тела с водой. Вследствие этого на тело действует только сопротивление на его головной части и реализуется так называемый суперкавитационный режим движения. Пластическая деформация и разрушение головной части ударника сопровождаются увеличением диаметра кавитатора, что приводит к повышению сопротивления движению. Падение скорости стального ударника при проникании составляет 4, 5, 11 % при скоростях удара 1.0, 1.5, 2.5 км/с на глубине 23, 22.2, 21.5 см соответственно (рис.2). Скорость ударника из ВНЖ-90 при проникании на 22 см с начальной скоростью 2.5 км/с уменьшается на 3 % (рис.4). Эти значения скорости на 3...5 % больше, чем при ее расчете по известной модели суперкавитационного движения с постоянным коэффициентом кавитационного сопротивления ($C_x = C_{x0} = 0.82$ [37]).

Ниже для тестирования используемой методики расчета и иллюстрации возможности описания входа ударника в воду, его деформации и разрушения при этом, а также взаимодействия с подводной преградой с единых позиций рассматривается численное решение задачи об ударе со скоростью 2.5 км/с стального конического элемента по стальной бронеплите толщиной $h = 45$ мм (рис.5) в сравнении с экспериментом (рис.6). В результате удара в бронеплите образовалось сквозное отверстие с диаметром на лицевой поверхности 9 мм, на тыльной – 11 мм. На рис.5 представлена картина пробивания в два момента времени.

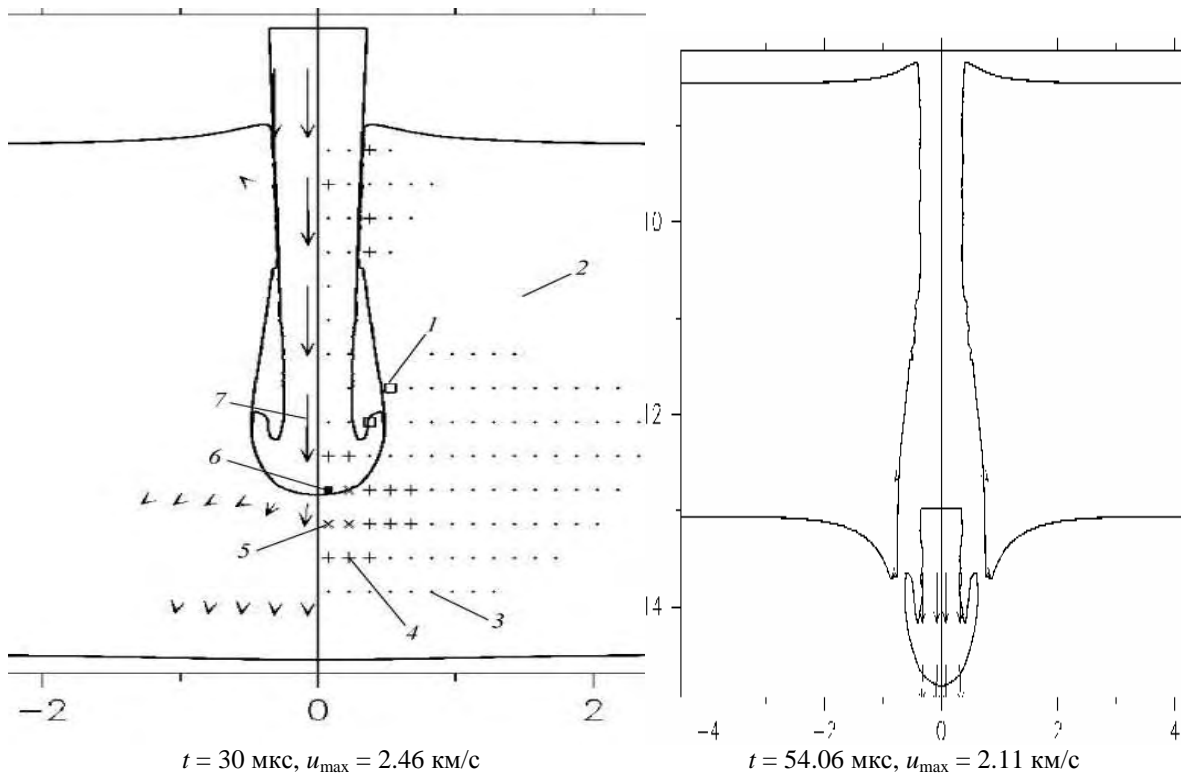


Рис.5. Пробитие стальной плиты толщиной 45 мм при ударе стального конического элемента со скоростью 2.5 км/с. Диапазоны изменения давления, ГПа: 1 – -2.6...-0.6, 2 – -0.6...0.3, 3 – 0.3...1.7, 4 – 1.7...3.4, 5 – 3.4...5.0, 6 – 5.0...6.7, 7 – поле вектора массовой скорости (u_{max} – модуль самого длинного вектора).

Численный анализ показал, что стальной конический элемент со скоростью 2.5 км/с пробивает стальную плиту толщиной $h = 70$ мм (рис.7, а) и не пробивает стальную плиту толщиной $h = 75$ мм (рис.7, б).



Рис.6. Вид лицевой поверхности бронеплиты после пробития.

Математическое моделирование пробивания стальной преграды алюминиевой преградой толщиной 30 мм проведено при скорости удара 2.5 км/с. На рис.8 дана хронограмма пробивания в моменты времени 16, 32 и 44 мкс.

При данной скорости удара пробивается преграда с выбиванием «пробки» (часть преграды впереди ударника). На рисунке отчетливо видно, что конический элемент претерпел значительную деформацию и частичное разрушение в процессе проникания. Остаточная длина ударника составляет 58 мм, его запреградная скорость $u_x = 2.38$ км/с. Диаметр образовавшегося отверстия с лицевой стороны 8 мм, с тыльной – 14 мм. Материал выбитой части преграды полностью разрушен.

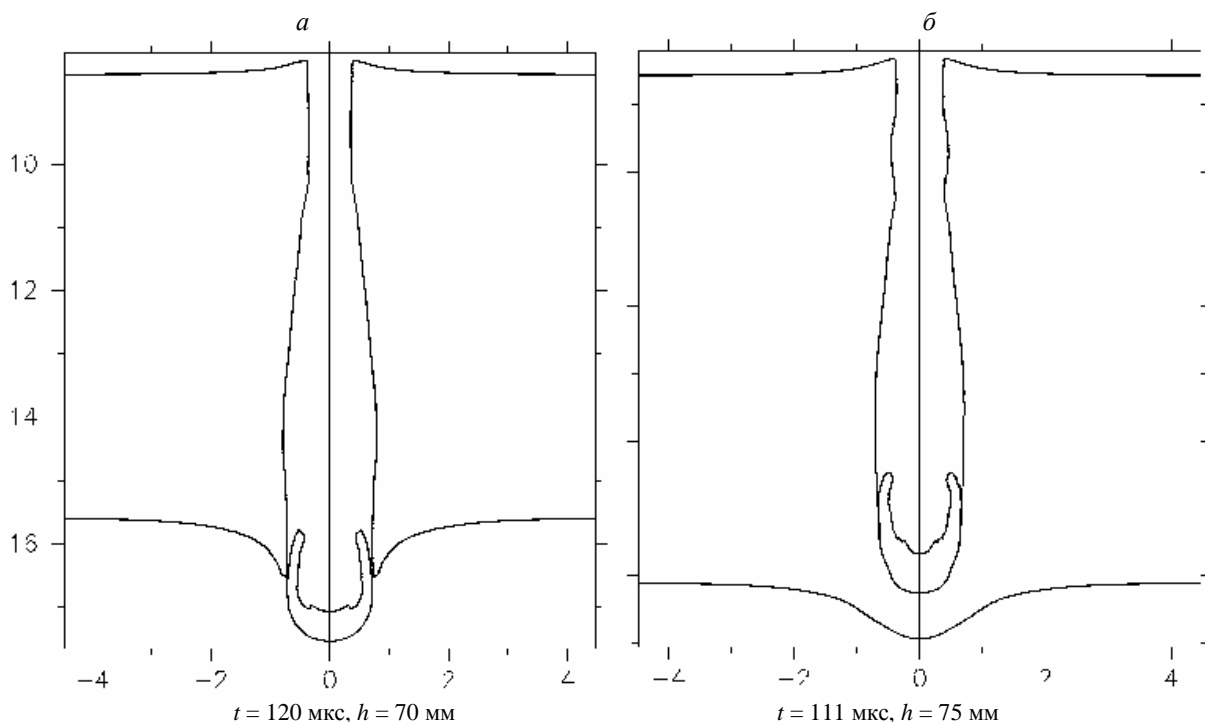


Рис.7. Удар стального ударника по стальным плитам толщиной 70 мм (а) и 75 мм (б) со скоростью 2.5 км/с.

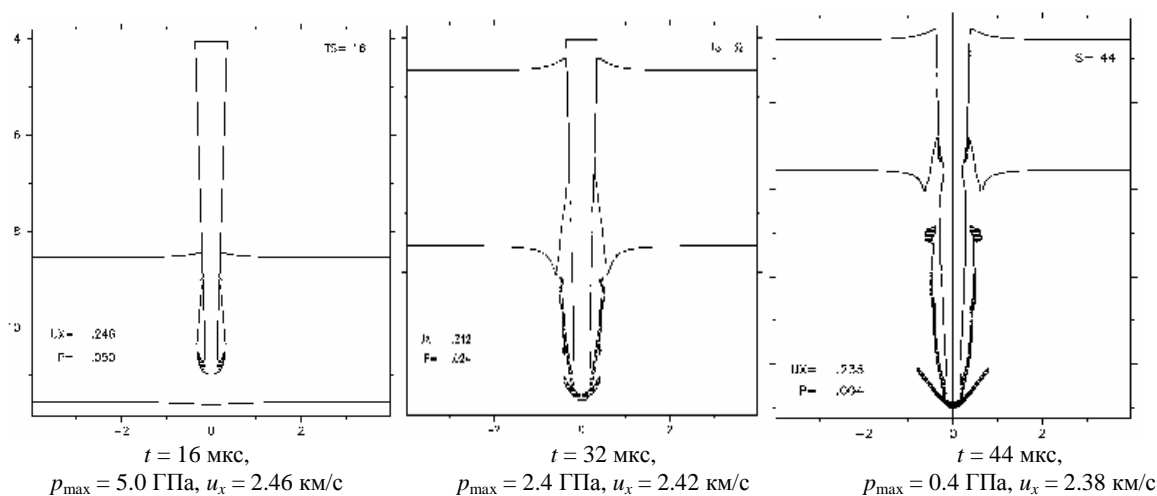


Рис.8. Хронограмма пробивания алюминиевой пластины стальным ударником.

Расчетно-экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия металлического тела с водой показали, что удар при скоростях проникания в диапазоне 1...2.5 км/с приводит к следующим последствиям:

- при входе тела в воду возникает суперкавитация, в рассматриваемые промежутки времени схлопывания каверны не происходит;
- ударник претерпевает большие динамические нагрузки, что приводит к изменению его формы и даже разрушению;
- в результате увеличения поверхности кавитатора возрастает сила сопротивления и как следствие падение скорости тела в воде.

Очевидно, для уменьшения данных отрицательных последствий высокоскоростного удара тела при входе в воду необходимо решать вопрос прочности ударника, т.е. ис-

пользовать для его изготовления композиционные материалы с повышенными физико-механическими характеристиками.

Таким образом, предложенные в данной работе математическая модель и численная методика расчета движения и деформации ударника при входе в воду, позволяющие анализировать результаты и прогнозировать последствия взаимодействия ударников с преградами, защищенными слоем воды, показали хорошее качественное и количественное согласование с экспериментальными данными авторов.

Литература

1. Афанасьева С.А., Чернышев С.А., Югов Н.Т. Численный анализ наклонного проникания упругопластического тела со звездообразным поперечным сечением // ДАН СССР. 1991. Т.316, № 3. С.534–538.
2. Афанасьева С.А., Трушков В.Г. Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде // Изв. РАН. МТТ. 1997. № 4. С.77–85.
3. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.1. М.: Наука, 1973. 536 с.
4. Белов Н.Н., Демидов В.Н., Хабибуллин М.В. и др. Компьютерное моделирование динамики высокоскоростного удара и сопутствующих физических явлений // Изв. вузов. Физика. 1992. № 8. С.5–48.
5. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
6. Ивлев Д.Д. Теория идеальной пластичности. М.: Наука, 1966. 232 с.
7. Новацкий В.К. Волновые задачи теории пластичности. М.: Мир, 1978. 312 с.
8. Поздеев А.А., Трусов П.В., Няшин Ю.И. Большие упругопластические деформации: теория, алгоритмы, приложения. М.: Наука, 1986. 232 с.
9. Коларов Д., Балтов А., Бончева Н. Механика пластических сред. М.: Мир, 1979. 304 с.
10. Майборода В.П., Кравчук А.С., Холин Н.Н. Скоростное деформирование конструкционных материалов. М.: Машиностроение, 1986. 264 с.
11. Ильюшин А.А. Пластичность. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 272 с.
12. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2. М.: Наука, 1973. 584 с.
13. Грин А., Адкинс Дж. Большие упругие деформации и нелинейная механика сплошной среды. М.: Мир, 1965. 455 с.
14. Григорян С.С. Об основных представлениях динамики грунтов // ПММ. 1960. Т.24. Вып.6. С.1057–1072.
15. Бушман А.Б., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортвов В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1988. 200 с.
16. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 408 с.
17. Ахмадеев Н.Х. Динамическое разрушение твердых тел в волнах напряжений. Уфа: БФАН СССР, 1988. 168 с.
18. Глушак Б.Л., Новиков С.А., Рузанов А.И., Садырин А.И. Разрушение деформируемых сред при импульсных нагрузках. Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 1992. 193 с.
19. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов / Под ред. М.А.Мейерса, Л.Е.Мурр. М.: Металлургия, 1984. 512 с.
20. Курран Д.Р. Динамическое разрушение. Динамика удара. М.: Мир, 1985. С.257–293.
21. Никифоровский В.С., Шемякин Е.И. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск: Наука, 1979. 272 с.
22. Качанов Л.М. Основы механики разрушений. М.: Наука, 1974. 312 с.
23. Курран Д.Р., Симэн Л., Шоки Д.А. Микроструктура и динамика разрушения. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. М.: Металлургия, 1984. С.387–412.
24. Екобери Т. Физика и механика разрушения и прочности твердых тел. М.: Металлургия, 1971. 264 с.
25. Кристенсен Р. Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982. 334 с.
26. Шермегор Т.Д. Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1977. 400 с.
27. Черемской П.Г., Слезов В.В., Бетехтин В.И. Поры в твердом теле. М.: Энергоатомиздат, 1990. 376 с.
28. Johnson J.N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. 1981. V.52, N 4. P.2812–2825.
29. Herrmann W. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1969. V.40, N 6. P.2490–2499.
30. Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. Новосибирск: Наука, 1992. 295 с.

31. Жуков А.В. Константы и свойства уравнений состояния с линейной p - ρ - ε связью // Механика деформируемого твердого тела: сб. статей. Томск, 1990. С.43–46.
32. Carroll M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. V.43, N 4. P.1626–1635.
33. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Николаев А.П. Численный анализ разрушения в плитах при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. 1985. № 3. С.132–136.
34. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С.212–263.
35. Майнчен Д., Сак С. Метод расчета «Тензор» // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С.185–211.
36. Хабибуллин М.В. Численное моделирование взаимодействия высокоскоростного ударника с системой пространственно разнесенных мишеней // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1997. Вып.3. С.18–24.
37. Савченко Ю.Н., Зверховский А.Н. Методика проведения экспериментов по высокоскоростному движению инерционных моделей в воде в режиме суперкавитации // Прикл. гидромех. 2009. Т.11, № 4. С.69–75.

Статья поступила в редакцию 17.05.2012 г.

