

ПРОЦЕСС ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

В.Д. Головатенко, А.В. Головатенко

PROCESS OF INTERACTION OF HOLLOW CHARGE STREAM WITH A BARRIER

V.D. Golovatenko, A.V. Golovatenko

В настоящей работе рассматриваются физическая модель взаимодействия кумулятивного тела с преградой, которая может быть описана уравнениями в частных производных, а также способы управления движением кумулятивной струи. Кумулятивная струя представлена как вязкоупругое тело. Определено, что кумуляция включает этапы сжатия металлического вкладыша заряда, ударное и тепловое воздействие струи на преграду, вымывания продуктов разрушения из каверны.

Ключевые слова: гидродинамическая теория разрушения преграды, вязкоупругое тело, ударное воздействие, двойникование, гиббсовское критическое состояние вещества, бронепробивание, бронепрожигание, вымывание из каверны, управление кумулятивной струей.

The current work deals with a physical model of interaction of hollow charge stream with a barrier described using particular derivatives equations, as well as the methods of hollow charge stream control. Hollow charge stream is presented as viscoous-elastic body. It is proved that that the stream forming includes compressing the charge internal metal impact and thermal action of a stream against a barriers, and withdrawal of destruction products from a cavern.

Keywords: hydrodynamic theory of obstacle breaking, visco-elastic body, impact effect, duplication, Gibbs's critical condition of matter, armour piercing, armour burning-through, washing off from a cavern, cumulative flow control.

Известна гидродинамическая теория Покровского (1944 г.) – Биркгоффа и других (1948 г.) [1, 2] вымывания материала из преграды кумулятивной струей.

Предположим, что кумулятивная струя является вязкоупругим телом Фойхта – Кельвина (Voight, 1829 г.; Kelvin, 1865 г.). Ее истечение происходит по оси из сдавливаемого внутреннего металлического вкладыша заряда [3] под действием продуктов детонации аналогично механизму выдавливания молока из доли вымени животного при ручном доении. Металл в кумулятивной струе представлен в виде критического состояния между твердым веществом и жидкостью, а истекающий поток – ансамблем из оживленных частиц, покрытых пленкой жидкости, между которыми возникают полости. Такое состояние вещества (в данном случае это поверхностная пленка на частицах), как показал Дж.В. Гиббс [4], может существовать сравнительно долго в очень ограниченных пространствах, когда ее структура еще не отличается от структуры твердого вещества. Подобное фазовое состояние вещества назовем гиббсовским. Это представление не противоречит теореме Гельмгольца, согласно которой движение частицы или газа можно представить как движение, состоящее из квазитвердого и деформационного. Теоретические исследования Д.А. Киржница [5] предполагают при сверхвысоком давлении и температуре наличие критического состояния вещества, характеризуемого как «холодное плавление».

Далее движение частиц внутри струи относительно друг друга происходит во всем объеме металлического вкладыша при его взрывном обжати, подобно движению кристаллов льда при его разрушении во время таяния. И далее процесс переходит в лавинообразное движение при незначительной затрате энергии [6] до момента достижения металлом гиббсовского состояния.

Расчет и конструирование

В начальный момент образующаяся кумулятивная струя состоит из единого непрерывного потока ожигенных частиц. При контакте с преградой малый элемент (лидирующая часть) струи под воздействием тепла от продуктов детонации заряда из гиббсовского состояния переходит в жидкое состояние, условно названное гидродинамической жидкостью Покровского – Биркгоффа [1, 2], которую можно считать вязкоупругой жидкостью, подчиняющейся модели Максвелла. Последнее положение принято на основе исследований Дж.С. Райнхарта и Дж. Пирсона [7], которые показали, что под действием продуктов детонации металл оболочки сжимается приблизительно на 30 % от своего исходного объема.

В металлической преграде в зоне воздействия кумулятивной струи происходит механическое ударное двойникование металла (появляются полосы Неймана [7]), поверхностное ожигение на границах двойников (переход в гиббсовское состояние) и вымывание продуктов разрушения из кратера [1, 2]. Толщина ожигенного слоя составляет несколько векторов Бюргера, т. е. сохраняется ближний порядок. Согласно исследованиям Б.Н. Ролова [8] граница между переходами I и II рода по Эренфесту носит качественный характер из-за ее «размытости». Подтверждение наличия состояния поверхностного ожигивания частиц (зерен, двойников) доказывается наблюдением полных колец Дебая на лауэграммах [9].

При движении внутри кумулятивной струи частицы проскальзывают друг относительно друга [10]. В преграде в зоне удара кумулятивной струи двойники удлиняются [11], при этом острые клинья зерен направлены вдоль оси продвигающейся струи. Поэтому неправдоподобно, чтобы частицы (зерна) в кумулятивной струе располагались бы хаотично в объеме по линии разрушения преграды и металл, претерпевший фазовые изменения, давал бы полные кольца Дебая на лауэграмме.

Кроме этого, учитывая, что продукты детонации заряда включают водород, азот и углерод, также нельзя исключать возможность микровзрывов на поверхности преграды частиц кумулятивной струи в процессе ее образования. Однако оценить количественно влияние воздействия микровзрывов на преграду весьма трудно.

Кумулятивная струя, выдавливаемая из обжатого металлического вкладыша, формируется в виде стержня переменного сечения, находящегося перед преградой. Для упрощения анализа процесса примем, что стержень имеет постоянное сечение и однородные свойства по длине.

Для вязкоупругого стержня с коэффициентом динамической вязкости μ , определяющим запаздывание передачи деформации, усилие N , создающее напряжение в стержне, описывается соотношением для модели Фойхта – Кельвина:

$$N = C_0 \left(1 + \mu \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (1)$$

где $C_0 = E \cdot F$ – жесткость стержня, определяемая произведением модуля упругости E на площадь поперечного сечения F ; u – колебательное перемещение выделенного участка стержня; x – координата по оси стержня; t – время.

Тогда для выделенного элемента длины в вязкоупругом стержне можно записать уравнение собственных колебаний:

$$m_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_0 \left(1 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (2)$$

где m_0 – масса стержня (кумулятивной струи)

$$\text{или } \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \left(1 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (3)$$

где $a^2 = \frac{m}{C}$ – скорость распространения упругих волн по стержню.

В случае, когда слева от кумулятивной струи (стержня) длиной ℓ расположена масса металлического вкладыша в заряде m_1 , а справа в преграде – разрушаемая масса m_2 , граничные условия определяются следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} m_1 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_{x=0} &= N_{(0,t)} \\ m_2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_{x=\ell} &= N_{(\ell,t)} \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

а начальные условия:

$$\left. \begin{aligned} u_{t=0} &= \phi(x) \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{t=0} &= \psi(x) \end{aligned} \right\}. \quad (5)$$

Используя метод решения Фурье, запишем

$$u_{(x,t)} = X_{(x)} \cdot T_{(t)}. \quad (6)$$

Перепишем уравнение (3) в виде:

$$\frac{\ddot{T}}{T + \mu \dot{T}} = \frac{C_0 X''}{m_0 X} = -\nu^2. \quad (7)$$

Или в следующем виде:

$$C_0 X'' + \nu^2 m_0 X = 0, \quad (8)$$

$$\ddot{T} + \nu^2 \mu \dot{T} + \nu^2 T = 0, \quad (9)$$

где ν – круговая частота собственных колебаний кумулятивной струи.

В уравнениях через точку «•» обозначено дифференцирование по времени, а через один штрих «'» – по координате.

Обозначим:

$$\frac{m_1}{m_0 \ell} = \alpha_1; \quad \frac{m_2}{m_0 \ell} = \alpha_2; \quad n^2 = \frac{\nu^2 m_0}{C_0} = \nu^2 a_0^2$$

и, учитывая уравнения (1), (6) и (9), граничные условия перепишем в виде:

$$\left. \begin{aligned} X'_{(0)} &= -\alpha_1 n^2 \ell X_0 \\ X'_{(\ell)} &= \alpha_2 n^2 \ell X_{(\ell)} \end{aligned} \right\}. \quad (10)$$

Решение уравнения (8), как известно, следующее:

$$X = A \cos(nx) + B \sin(nx), \quad (11)$$

где B – постоянная, которая определяется из первого граничного условия и равна:

$$B = -\alpha_1 n \ell A. \quad (12)$$

Уравнение (11) с учетом второго граничного условия запишется в виде:

$$-A n \sin(n \ell) + B n \cos(n \ell) = \alpha_2 n^2 \ell [A \cos(n \ell) + B \sin(n \ell)]. \quad (13)$$

Учитывая уравнение (12), находим уравнение характеристических линий, вдоль которых, согласно Г. Монжу, решение уравнений в частных производных заменяется решением обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\operatorname{tg}(\lambda) = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \lambda}{\lambda^2 \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2 - 1}, \quad (14)$$

где $\lambda = n \ell$.

Среди собственных значений n для начала процесса $n_0 = 0$, а для k -го момента $n = k_0$. Тогда с учетом уравнения (10) уравнение (11) запишем в виде:

$$X_k = \cos\left(\frac{\lambda_k}{\ell} x\right) - \alpha_1 \lambda_k \sin\left(\frac{\lambda_k}{\ell} x\right). \quad (15)$$

Решение уравнения (9), как известно, записывается для любой частоты λ в виде:

Расчет и конструирование

$$T_k = [\exp(-h_k t)] \cdot (C_k \cos \eta_k t + D_k \sin \eta_k t), \quad (16)$$

где $\eta_k = \sqrt{v_k^2 - h_k^2}$; $h_k = \frac{\mu v^2}{2}$.

Постоянные C_k и D_k определяются из начальных условий (5).

В итоге решение уравнения (6), описывающее колебания вязкоупругой кумулятивной струи, будет иметь вид:

$$U_{(x,t)} = \sum_{k=0}^{\infty} \ell^{-h_k t} \left[(C_k \cos \eta_k t + D_k \sin \eta_k t) \cdot \left(\cos \left(\frac{\lambda_k}{\ell} x \right) - \alpha_1 \lambda_k \sin \left(\frac{\lambda_k}{\ell} x \right) \right) \right]. \quad (17)$$

Для случая представления кумулятивной струи в виде абсолютно упругого стержня в уравнении (17) исключается экспоненциальный множитель и берутся другие значения аргументов в тригонометрических функциях.

Экспериментально доказано, что наличие колебательного движения кумулятивной струи подтверждается увеличенной площадью воздействия на преграду по сравнению с площадью поперечного сечения кумулятивной струи. Следовательно, этим объясняется уменьшение пробивной способности вращающихся снарядов с кумулятивным зарядом [12]. Согласно экспериментальным исследованиям Н.П. Новикова [13] продукты разрушения преграды и кумулятивной струи, находящиеся в жидком состоянии, вымываются из каверны.

Усилие воздействия кумулятивной струи на преграду можно определить, записав уравнение (1) вынужденных колебаний в обобщенных координатах и обобщенных силах в виде:

$$U_{(x,t)} = \sum_{k=0}^{\infty} X_{k(x)} \cdot q_{k(t)}, \quad (18)$$

где $q_{k(t)}$ – обобщенные координаты; $X_{k(x)}$ – обобщенные силы.

После нахождения обобщенных координат по уравнению Лагранжа второго рода, включающего кинетическую, потенциальную энергию и энергию рассеяния, вычисление обобщенной силы (определяется мощностью взрывчатого вещества кумулятивного заряда), применив методику расчета, аналогично изложенной В.А. Лазаряном [14], пренебрегая влиянием массы расходуемого металлического вкладыша кумулятивного заряда, характеристическое уравнение преобразуется до следующего вида:

$$\operatorname{tg} \lambda = -\alpha_2 \lambda.$$

Для случая, когда кумулятивная струя может быть представлена в виде стержня, шарнирно опертого на преграду, на который мгновенно воздействует удар (задача академика М.А. Лаврентьева [15]), его величина определяется уравнением:

$$N_{(x,t)} = N_{\text{взр}} - \frac{4}{\alpha_2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin \lambda_k \sin \frac{\lambda_k x}{\ell} \left(\cos \eta_k t - \frac{h_k}{\eta_k} \sin \eta_k t \right)}{\lambda_k (2\lambda_k - \sin 2\lambda_k) \cdot \exp(h_k t)}, \quad (19)$$

где $2\lambda_k = \mu_i + v_k^2 \mu$, здесь μ_i – коэффициент внешнего сопротивления.

На основе анализа процесса физического воздействия кумулятивной струи на преграду из уравнения (19) следует, что максимальный уровень давления в потоке кумулятивной струи достигается в первой четверти волны. Во второй четверти волны происходит расплавление лидерной части кумулятивной струи и во второй половине волны – истечение жидкости из каверны совместно с оживленным металлом от разрушаемой преграды. При этом принимается, что жидкие продукты в каверне стеснены, а их истечение описывается гидродинамической моделью Покровского – Биркгоффа [1, 2]. Далее процесс взаимодействия кумулятивной струи на преграду волнообразно повторяется, как в процессе ультразвуковой обработки материалов [16].

Однако представленное описание развития взаимодействия кумулятивной струи с преградой гиперболическим типом уравнения в частных производных не позволяет задать в начальных условиях сколь угодно большие значения исходного воздействия.

Рассмотрим другую модель описания такого процесса, используя уравнение в частных производных параболического типа. Как и в первом варианте расчета, примем кумулятивную струю

цилиндрической формы, а получаемое в преграде отверстие – по геометрии подобное форме струи. Если отнести одну координату к передней части кумулятивной струи, соприкасающейся с преградой, а вторую координату к переднему фронту в месте разрушения преграды, то заключенный между ними слой разрушенного материала состоит из части преграды и части израсходованной на выполнение работы кумулятивной струи.

Если энергия кумулятивной струи после ударного воздействия на преграду в основном расходуется на нагрев продуктов разрушения, то уравнение передачи тепла запишется в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k_{\Pi}}{(c\rho)_{\text{кк}}} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (20)$$

где k_{Π} – теплопроводность разрушенного материала преграды; $(c\rho)_{\text{кк}}$ – удельная теплоемкость и плотность кумулятивной струи; T – температура; x – путь, пройденный кумулятивной струей в выбранный промежуток времени t .

Предположим, что в области взаимодействия состояние и характеристики металлов кумулятивной струи и преграды идентичны, если не оговорены особо. Далее примем, что скорость распространения тепловой волны в материалах струи и преграды определяется временем релаксации τ_P на атомном уровне [17] по уравнению:

$$\tau_P = \frac{\alpha^2 \beta^2 \gamma^2}{\pi \cdot a (\alpha^2 \beta^2 + \alpha^2 \gamma^2 + \beta^2 \gamma^2)}, \quad (21)$$

где α , β , γ – размеры кристаллической решетки разрушенного материала преграды и кумулятивной струи (полиэдр железа аналогичен полиэдру вольфрама и представляет собой ромбододекаэдр); a – коэффициент температуропроводности разрушенного материала.

В этом случае скорость распространения тепловой волны равна $\sqrt{a/\tau_P}$ и для стали в нормальных условиях составляет величину порядка 1800 м/с, а $\tau_P = 10^{-11}$ с.

Используя метод Фурье, в граничных условиях $T = T_s$ при $x = -ct$ и $T = T_0$ при $x = \ell_0$ решение уравнения (20) запишем в виде:

$$T - T_0 = T_s - T_0 \exp\left[\frac{c}{a}(ct + x)\right], \quad (22)$$

где ℓ_0 – толщина преграды, прогреваемая кумулятивной струей; c – скорость продвижения кумулятивной струи в преграде; T_0 – температура в кумулятивной струе вдали от ее переднего фронта (например, в точке истечения струи из обжатого вкладыша заряда); T_s – температура на переднем фронте кумулятивной струи в точке касания ее с преградой.

Положим, что скорость c и скорость звука в преграде имеют один порядок по величине.

Если пренебречь разностью между температурами в кумулятивной струе в моменты ее образования и при соударении с преградой, то уравнение (22) преобразуется в следующий вид:

$$T = T_s \exp\left[\frac{c}{a}(ct + x)\right]. \quad (23)$$

Рассмотрим сопоставимость результатов анализа уравнения (23) и уравнений гидродинамической теории [1, 2].

Скорость звука C_{Π} в преграде определяется по выражению:

$$C_{\Pi} = \sqrt{\frac{E_{\Pi}}{\rho_{\Pi}}}, \quad (24)$$

где E_{Π} – модуль упругости; ρ_{Π} – плотность.

Глубина L проникновения кумулятивной струи в преграду – согласно работе [18]:

$$L = \ell \sqrt{\rho_{\text{кк}}/\rho_{\Pi}}, \quad (25)$$

где $\rho_{\text{кк}}$ – плотность материала в кумулятивной струе; ρ_{Π} – плотность материала преграды вне зоны разрушения.

После внесения ряда упрощений и преобразований в уравнение (23) получаем уравнение, подобное гидродинамической теории [1, 2]:

Расчет и конструирование

$$\frac{Ec_{\pi}t}{\lambda_{\pi} \ln(T/T_s)} = \frac{\rho_{\text{КС}}}{\rho_{\pi}}, \quad (26)$$

где λ_{π} – коэффициент теплопроводности материала преграды; c_{π} – коэффициент теплоемкости материала преграды.

Следовательно, глубину проникновения кумулятивной струи в преграду можно представить пропорциональной $\sqrt{Ec_{\pi}t}$, а длину кумулятивной струи – пропорциональной $\sqrt{\lambda_{\pi} \ln(T/T_s)}$.

Таким образом, два параметра, определяемые гидродинамической теорией, представлены через энергию кумулятивного заряда и физические характеристики кумулятивной струи и преграды.

Рассмотрим динамические характеристики второй модели разрушения преграды.

Положим, что скорость v перемещения кумулятивной струи (а значит, и фронта температуры в преграде) подчиняется соотношению:

$$v = C_* + i\omega\psi \exp(i\omega t), \quad (27)$$

где C_* – скорость кумулятивной струи в преграде при установившемся колебательном процессе; ω – частота колебаний кумулятивной струи; ψ – значение амплитуды колебательного продвижения кумулятивной струи в преграде.

При $t = 0$ имеем $x = 0$, следовательно, в любой другой момент времени тепловая волна вместе с кумулятивной струей продвинется в преграде на расстояние:

$$x = -C_*t - i\omega\psi \exp(i\omega t - 1). \quad (28)$$

Введя новые переменные:

$$\eta = x + C_*t + \psi \exp i\omega t - \psi,$$

$$\tau = t,$$

перепишем уравнение (20) в виде

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} = \frac{\partial T}{\partial \tau} + (C_* + i\omega\psi \exp i\omega t) \frac{\partial T}{\partial \tau}. \quad (29)$$

Если $T \rightarrow T_0$ при $\eta \rightarrow -\infty$ и $T \rightarrow T_s$ при $\eta \rightarrow 0$, то решение уравнения (29) следующее:

$$(T - T_0) = (T_s - T_0) [\exp \beta \eta + \psi \beta (\exp \lambda_1 \eta - \exp \beta \eta) \exp i\omega t], \quad (30)$$

где $\beta = \frac{C_*}{a}$ и $a = \frac{\lambda}{c\rho}$; $\lambda_1 = \frac{\beta}{2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4i\omega}{a \cdot \beta^2}} \right)$ – положительное решение характеристического уравнения (29).

Если взять первую производную уравнения (30), которая, по сути, является градиентом изменения энергии в лидерной части кумулятивной струи, то влияние колебательно движущейся кумулятивной струи на процесс разрушения преграды запишется следующим уравнением:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} = [\beta + C_*\beta(\lambda_1 - \beta) \exp i\omega t] (T_s - T_0). \quad (31)$$

Фаза $\left(\sqrt{1 + \frac{4i\omega}{a\beta^2}} - 1 \right) \cdot \exp i\omega t$ равна $\frac{\pi}{2}$ для малых значений $\frac{\omega}{a\beta^2}$ и равна $\frac{\pi}{4}$ для больших значений $\frac{\omega}{a\beta^2}$ частоты.

То есть изменение колебательной составляющей продвижения кумулятивной струи по фазе совпадает с изменением скорости разрушения преграды при относительно малых частотах и будет опережать изменения колебательной составляющей на 45° при сверхбольших частотах. Круговая частота колебаний кумулятивной струи определяется из соотношения $f = \frac{3}{8\pi} a\beta^2$ и оценивается в $(10^{10} - 10^{12})$ Гц при ошибке на один-два порядка в значении коэффициента температуропроводности для металла в кумулятивной струе.

Частота колебаний атомов железа при нормальных условиях в преграде составляет порядка 10^{12} Гц [19], что наводит на мысль о возможном резонансе атомов преграды под действием кумулятивной струи. Следует отметить, что часть кумулятивной струи, которая проникла в преграду, может иметь более высокие частоты собственных свободных колебаний за счет упругости преграды. Однако из-за недостаточности фактических данных и детальной проработки физической модели эти процессы подлежат дальнейшим исследованиям, как и ряд других.

Если предположить, что процесс разрушения преграды происходит в результате только теплопередачи от кумулятивной струи, совершающей колебания, то имеем:

$$\alpha_*(T_{кк} - T_{п}) = k[\beta + \psi\beta(\lambda_1 - \beta)\exp i\omega t](T_{п} - T_0), \tag{32}$$

где α_* – коэффициент теплообмена от кумулятивной струи к преграде; k – коэффициент теплопроводности; T_0 – начальная температура.

Преобразуем уравнение (23), подставив в него из уравнения (32) только колебательные составляющие скорости перемещения кумулятивной струи и коэффициент теплообмена:

$$\frac{v}{\alpha_*} = \frac{\omega(T_{кк} - T_{п})}{k\beta(T_{п} - T_0)(\lambda_1 - \beta)}. \tag{33}$$

Поскольку $\lambda_1 - \beta = \frac{\beta}{2} \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{4i\omega}{a \cdot \beta^2}} - 1 \right)$, то при $\omega \rightarrow 0$ величина $(\lambda_1 - \beta) \rightarrow \frac{\omega}{a\beta^2}$, то тогда

$$\left(\frac{v}{\alpha_*} \right)_{\omega \rightarrow 0} \rightarrow \frac{a}{k} \left(\frac{T_{кк} - T_{п}}{T_{п} - T_0} \right).$$

Если же частота колебаний в кумулятивной струе $\omega \rightarrow \infty$, то величина $(\lambda_1 - \beta)$ будет стремиться к $\sqrt{\frac{\omega}{a\beta^2}}$, тогда:

$$\left(\frac{v}{\alpha_*} \right)_{\omega \rightarrow 0} \rightarrow \frac{a}{k} \left(\frac{(T_{кк} - T_{п})}{(T_{п} - T_0)} \right) \cdot \sqrt{\frac{\omega}{a\beta^2}}. \tag{34}$$

Сравнивая уравнения (33) и (34), видим, что чем с большей частотой колеблется кумулятивная струя во время разрушения преграды, тем выше ее эффективность, что известно и из теории ультразвуковой обработки материалов [16].

Последовательно и в полной мере ни одно из уравнений гиперболического или параболического типов не описывает реальный процесс взаимодействия кумулятивного заряда с преградой.

Поскольку использованные в работе уравнения в частных производных, представляющие описание конических сечений, отличаются друг от друга значением эксцентриситета, то процесс кумуляции может быть представлен уравнением с переменным значением эксцентриситета, и в зависимости от его величины тип уравнения изменяется от точки к точке в описании реально развивающегося процесса разрушения преграды.

Необходимо отметить, если при кумулятивном процессе металл в струе и в части преграды находится в гиббсовском состоянии, то при умеренных скоростях разрушения материала преграды такое состояние будет наблюдаться только в зоне разрыва конструкции. Например, С.В. Richards [20] начало течения металла в зоне разрушения определяет моментом излома хрупкого скелета, существующего между зернами металла.

Из опыта известно, что эффективность воздействия кумулятивной струи на преграду зависит от вида термической обработки металла преграды. Однако количественные оценки воздействия неоднозначны, так как в зависимости от химического состава и режима термической обработки ряда марок сталей они имеют различные теплофизические характеристики.

Для оценки влияния исходного состояния материала преграды в рассматриваемом процессе запишем отношение величины теплового потока, полученного преградой в месте ее разрушения к теплу, содержащемуся в расходуемой части кумулятивной струи, в виде:

$$\frac{(T_{кк} - T_{п})}{(T_{п} - T_0)} = \frac{v_{п} \rho_{п} c_{п}}{\alpha_*}, \tag{35}$$

Расчет и конструирование

где v_{Π} – скорость продвижения тепловой волны в месте разрушения преграды; ρ_{Π} – плотность материала преграды; c_{Π} – теплоемкость материала преграды.

Если принять $C_* = v_{\Pi}$ и учесть, что $\beta = \frac{v_{\Pi}}{a}$, $a = \frac{k_{\Pi}}{\rho_{\Pi} c_{\Pi}}$, то из сравнения уравнения (34) и (35)

получим:

$$\frac{v_{\Pi}}{a_*} \sim \frac{1}{a_*} \sqrt{\frac{k_{\Pi} \omega}{\rho_{\Pi} c_{\Pi}}}. \quad (36)$$

Из соотношения (36) видно, что в зависимости от исходного состояния материала преграды последняя будет по-разному оказывать сопротивление кумулятивному воздействию.

Не рассматривая поиск и описание эффективности конструкций кумулятивных зарядов, не являющихся целью данной работы, остановимся на возможных способах управления процессом взаимодействия кумулятивной струи и преграды.

Первый способ заключается в изменении траектории движения кумулятивной струи, второй – в создании препятствий на пути ее продвижения. К первому способу относится исследование Г.И. Покровского и К.П. Станюковича [21]. Второй способ основывается на использовании таких материалов преграды, в которых при резком ударе не наблюдается двойникование их структуры.

Следующий гипотетический способ заключается в создании специальных структурных блоков, состоящих из упорядоченных или хаотично уложенных слоев из элементов, которые приводят к изменению траектории кумулятивной струи или ее дроблению на фрагменты при взаимодействии с преградой.

Другим эффективным способом является заполнение в преграде выделенных объемов или каналов легко ударно вскипающими [22] или взрывающимися веществами (типа этилнитрата) [23], продукты которых изменяют траекторию кумулятивной струи или препятствуют ее продвижению в преграде. М.А. Лаврентьев и Б.В. Шабат [24] распространяют в качестве аналогии теорию дробления упругого стержня, подвергнутого осевой ударной нагрузке, и на случай разрушения кумулятивной струи, взаимодействующей с преградой.

В итоге кумулятивный процесс разрушения преграды включает следующие этапы:

- сжатие внутренней металлической оболочки заряда и выдавливание из нее кумулятивной струи;
- движение струи к преграде;
- ударное воздействие струи на преграду (бронепробивание по [25]);
- тепловое воздействие кумулятивной струи на преграду в месте соприкосновения (бронепрожигание по [25]);
- вымывание из каверны продуктов разрушения.

Очевидно, что некоторые из перечисленных процессов протекают не только последовательно, но и совместно.

Из опытных данных [25] известно, что диаметр формирующейся кумулятивной струи значительно меньше размера пробойны в преграде, что может говорить о наличии в кумулятивной струе поперечных колебаний. Анализ поперечных колебаний в вязкоупругой струе аналогичен анализу продольных колебаний.

Крутильные колебания кумулятивной струи, если они наблюдаются, описываются уравнением в частных производных, как и для продольных колебаний, но вместо переменной «перемещение» записывается «угол закручивания».

Предполагаемое проявление продольных колебаний кумулятивной струи, по аналогии с пульсирующей поверхностью фронта детонационной волны, может заключаться в хаотичных множественно возникающих и исчезающих выростах и впадинах на поверхности колеблющегося металла в месте его контакта с преградой. Развивая это представление, предположим, что процессы преобразования выростов во впадины и обратно, возникающие на отдельных участках рабочей поверхности кумулятивной струи, можно описать в виде связанных колебаний ансамблей атомов в потоке струи. Суммарное движение этих ансамблей определяет видимые продольные колебания струи.

Однако решение задачи в такой постановке выходит за рамки настоящей работы, поскольку подтверждение результатов расчета требует разработки соответствующих методик и создания адекватной аппаратуры.

Литература

1. Покровский, Г.И. Кумуляция как общее физическое явление / Г.И. Покровский // Сборник статей и рефератов, прочитанных на заседаниях семинара по теории взрывчатых веществ. Август 1944 – июль 1945 г. Вопросы теории взрывчатых веществ. Кн. первая. – М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1947.
2. Explosives with Lined Cavities / G. Birkhoff, D.P. MacDougall, E.M. Pugh, G.J. Taylor // Journ. of the Appl. Phys. – 1948. – Vol. 19, № 6. – P. 563–582.
3. Sterne, Th.E. A Note on Collapsing Cylindrical Shells / Th.E. Sterne // Journ. of the Appl. Phys. – 1950. – Vol. 21, № 2. – P. 73–74.
4. Гиббс, Дж.В. Термодинамические работы / Дж.В. Гиббс. – М.; Л.: Гостехтеоретлит, 1950. – 492 с.
5. Куржниц, Д.А. Экстремальные состояния вещества (сверхвысокие температуры и давления) / Д.А. Куржниц // Успехи физических наук. – 1971. – Т. 104, вып. 3. – С. 489–508.
6. Понд, Р. Металлофизические исследования и распределение энергии / Р. Понд, К. Гласс // Высокоскоростные ударные явления. – М.: Мир, 1973. – С. 428–467.
7. Райнхарт, Дж.С. Взрывная обработка металлов / Дж.С. Райнхарт, Дж. Пирсон. – М.: Мир, 1966. – 391 с.
8. Ролов, Б.Н. Размытые фазовые переходы / Б.Н. Ролов. – Рига: Зинате, 1972. – 311 с.
9. Грант, Н.Дж. Высокотемпературное разрушение / Н.Дж. Грант // Атомный механизм разрушения. – М.: Госнаучтехлитиздат по черной и цветной металлургии, 1963. – С. 25–29.
10. Джифкинс, Р.К. Механизм межкристаллического разрушения при повышенных температурах / Р.К. Джифкинс // Атомный механизм разрушения. – М.: Госнаучтехлитиздат по черной и цветной металлургии, 1963. – С. 593–647.
11. Райнхарт, Дж.С. Поведение металлов при импульсных нагрузках / Дж.С. Райнхарт, Дж. Пирсон. – М.: Мир, 1958. – 296 с.
12. Сингх, С. О пробивании мишеней вращающимися зарядами с облицованной конической выемкой / С. Сингх // Ударные волны. Аннотированный библиографический указатель отечественной и зарубежной литературы (1950–1959). – М.: Наука, 1964. – С. 168.
13. Новиков, Н.П. О высокоскоростных кумулятивных струях / Н.П. Новиков // Прикладная механика и техническая физика. – 1962. – № 6. – С. 22–28.
14. Вибрации в технике. В 3 т. Т. 3: Колебания машин, конструкций и их элементов. – М.: Машиностроение, 1980. – 534 с.
15. Лаврентьев, М.А. Кумулятивный заряд и принцип его работы / М.А. Лаврентьев // Успехи математических наук. – 1957. – Т. XII, вып. 4 (76). – С. 41–56.
16. Ультразвуковая обработка металлов / В.П. Северденко и др. – Минск: Наука и техника, 1966. – 158 с.
17. Николаев, Г.П. Теплофизика / Г.П. Николаев, П.А. Павлов. – Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2001. – 162 с.
18. Бадмаев, Р.Л. Гидродинамическая обобщенная модель проникновения / Р.Л. Бадмаев, К.Н. Шамшев // Доклады академии наук. – 2004. – Т. 396, № 3. – С. 343–344.
19. Рейф, Ф. Статическая физика / Ф. Рейф. – М.: Наука, 1972. – 351 с.
20. Тимошенко, С.П. Сопротивление материалов / С.П. Тимошенко. – М.: Наука, 1965. – Т. II. – 349 с.
21. Покровский, Г.И. К вопросу о направленном взрыве / Г.И. Покровский, К.П. Станюкович // Известия АН СССР. Серия физическая. – 1944. – Т. VIII, № 4. – С. 214–223.
22. Скрипов, В.П. Метастабильная жидкость / В.П. Скрипов. – М.: Наука, 1975. – 312 с.
23. Боуден, Ф.П. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах / Ф.П. Боуден, А.Д. Иоффе. – М.: Изд-во ИЛ, 1955. – 119 с.
24. Лаврентьев, М.А. Проблемы гидродинамики и их математические модели / М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабат. – М.: Наука, 1972. – 416 с.
25. Физика взрыва / под ред. К.П. Станюковича. – М.: Наука, 1975. – 704 с.

Поступила в редакцию 15 декабря 2011 г.

Расчет и конструирование

Головатенко Владислав Денисович. Заслуженный конструктор Российской Федерации, ведущий инженер-конструктор ОАО «ОКБ „Новатор“», г. Екатеринбург. Область научных интересов – исследование импульсных процессов, протекающих при горении топлив в устройствах малой мощности систем автоматизации летательных аппаратов. Тел.: (343) 264-64-16.

Vladislav D. Golovatenko. The honored designer of the Russian Federation, the principal designer of EMDB “Novator”, Yekaterinburg. The area of scientific interests – the analysis of impulse processes, running in low capacity mechanisms of automation systems during fuel-burn. Tel.: (343) 264-64-16.

Головатенко Андрей Владиславович. Консультант ОАО «ОКБ „Новатор“», г. Санкт-Петербург. Область научных интересов – методологические вопросы общей физики.

Andrey V. Golovatenko. Consulting engineer of EMDB “Novator”, St. Petersburg. The area of scientific interests – metrological issues of general physics.