

УДК 539.3

## КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ СВЕРХГЛУБОКОМ ПРОНИКАНИИ ТВЕРДЫХ МИКРОЧАСТИЦ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНУЮ МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПРЕГРАДУ\*

© 2017 г. Хантулева Т.А.<sup>1,2</sup>, Савенков Г.Г.<sup>1</sup>, Кузнецов А.В.<sup>1</sup>,  
Брагов А.М.<sup>3</sup>, Константинов А.Ю.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>АО «Машиностроительный завод «Армалит»,  
Санкт-Петербург, Российская Федерация

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,  
Российская Федерация

<sup>3</sup>Научно-исследовательский институт механики  
Национального исследовательского Нижегородского государственного  
университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Российская Федерация

sav-georgij@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.01.2017

На основе представлений нелокальной теории переноса рассмотрены возможные коллективные эффекты сверхглубокого проникания твердых микро-частиц в металлическую полубесконечную преграду. Показано, что глубина внедрения частицы может многократно возрасти за счет эффектов интерференции индуцированных плотным потоком частиц упругопластических волн, способных увлечь частицу пластическим фронтом, сформированным окружающими ее частицами.

*Ключевые слова:* нелокальная теория переноса, проникание, интерференция упругопластических волн.

### Введение

Эффект сверхглубокого проникания (СГП) твердых порошковых микро-частиц ( $d \approx 10-100$  мкм) в металлические преграды, экспериментально открытый в начале 1980-х годов С.М. Ушеренко с соавторами, заключается в том, что при соударении с преградой потока частиц с высокой скоростью (1–3 км/с) их некоторая доля (0,1–1,0%) проникает на глубину порядка  $10^2-10^3$  диаметра частиц.

Существует несколько объяснений этого явления. Краткий обзор работ, посвященный моделям сверхглубокого проникания, приводится в [1]. Все физико-математические модели сверхглубокого проникания условно можно разбить на три группы. Первая группа: течение материала преграды описывается в рамках модели идеальной несжимаемой жидкости (примером такого подхода является работа [2]). Вторая группа: преграда считается упругопластическим телом с различными свойствами по глубине, которые зависят от расстояния между центральной осью проби-

\* Выполнено при финансовой поддержке РФФ (проект 15-19-10032).

того частицей канала и рассматриваемой точкой преграды [1] (рассматриваются три зоны материала преграды, имеющего различную структуру и свойства). Третья группа: вследствие расклинивающего эффекта перед частицей появляется трещина, которая облегчает продвижение этой частицы [3, 4].

Однако модели, которая полностью описывала бы все эффекты, присущие СГП, до сих пор нет. В частности, ни одна из моделей не объясняет криволинейный характер движения частицы, который наблюдался авторами статьи [5]. Кроме того, во всех моделях, если по ним провести численные расчеты, экспериментальной глубины проникания достичь не удастся. И, наконец, во всех предложенных ранее моделях не учитываются волновые эффекты, которые при высокоскоростных процессах играют первостепенную роль.

Существуют и противники эффекта СГП, которые утверждают, что такого явления в природе в принципе быть не может, поскольку нарушаются законы сохранения для частиц (см., например, [6]). Казалось бы, после такого заявления с эффектом сверхглубокого проникания должно быть покончено. Однако после статьи [6] появляются публикации [7, 8], в которых утверждается, что эффект СГП при определенных условиях существовать может.

### **1. Общая физическая модель сверхглубокого проникания**

В настоящей статье предлагается другая модель сверхглубокого проникания, основанная на интерференции упругопластических волн, индуцированных ударами частиц по мишени. Понятно, что если энергии одиночной частицы недостаточно для проникания в металл на глубину, значительно превышающую ее радиус, то при коллективном движении плотных потоков частиц сверхглубокое проникание одиночных (отдельных) частиц можно объяснить только перераспределением энергии между частицами, при котором какая-то одна частица получает энергию от нескольких других. При этом только упругопластические волновые поля, распространяющиеся со звуковыми скоростями, превышающими скорости частиц, могут переносить массу, импульс и энергию в среде преграды между частицами.

Кроме того, интерференция волн с длиной, превышающей расстояние между частицами, должна приводить к наложению этих волн с увеличением массовой скорости в пластической части результирующей волны. И, наконец, каждая частица индуцирует сферическую волну, убегающую от частицы. Формирующиеся при интерференции сферических волн максимумы массовой скорости среды вследствие увеличения радиусов их фронтов распространяются криволинейно (при интерференции волн от двух точечных источников геометрическое место точек максимумов представляет собой гиперболоид вращения [9]).

Заметим, что экспериментально наблюдавшийся факт криволинейной формы пробитых частицами при сверхглубоком проникании каналов [5] никакие другие физические модели проникания объяснить не могут. Из-за неравномерного распределения частиц в потоке по размерам, скоростям и по массе число таких суммарных пластических импульсов, способных подхватить впереди движущуюся частицу, должно быть на несколько порядков меньше числа частиц в потоке.

Предлагаемая модель согласуется и с другими экспериментальными фактами, отмеченными в ряде работ по СГП. В частности, было обнаружено, что центральная зона пробитого и затем схлопнувшегося канала, образующегося при проникании микрочастицы в металл мишени, утрачивает кристаллическую структуру [10],

то есть происходит аморфизация структуры металла. Известно, что аморфизация структуры металла является признаком предельно высокой степени пластической деформации и обусловлена процессами диспергирования материала вследствие интенсивного развития ротационных мод деформации [11].

Математическая модель наложения упругопластических импульсов и высокоскоростного проникания частицы строится на основе нелокальной теории неравновесных процессов переноса [12], которая позволяет описывать поведение динамически нагружаемых сред за пределами концепции механики сплошной среды.

Базирующаяся на результатах неравновесной статистической механики нелокальная модель переноса импульса с памятью адекватно описывает экспериментально наблюдаемые закономерности распространения нестационарных упругопластических волн [13], а также описывает высокоскоростное проникание кумулятивных струй в широком диапазоне режимов от волнового до гидродинамического режима [14].

Отметим также, что в условиях неравновесных высокоскоростных процессов наблюдаются эффекты, которые трудно объяснить в рамках классической механики сплошных сред, но которые находят объяснение в рамках нелокальных моделей. Известно [15], что модули упругости начинают зависеть от скорости деформации при нагружении, скорость роста трещин становится больше продольной скорости звука, а сопротивление жидкости при проникании тела со скоростью, приближающейся к скорости звука, уменьшается по сравнению с сопротивлением, рассчитанным по традиционным моделям [16].

## **2. Режимы высокоскоростного внедрения тел и их взаимосвязь с физическими процессами при сверхглубоком проникании микрочастиц**

В задачах высокоскоростного проникания тела в конденсированную среду обычно считается, что большая часть процесса проникания осуществляется в гидродинамическом режиме и описывается на основе уравнения Бернулли для идеальной несжимаемой жидкости. Однако, как было сказано выше, при скоростях проникания, близких к скорости звука, в материале преграды экспериментально наблюдается уменьшение сопротивления среды даже по сравнению с гидродинамическим сопротивлением идеальной жидкости [16, 17]. Этот эффект в рамках классической механики сплошной среды не может быть объяснен.

Суть в том, что при таких скоростях процесс проникания протекает по стадиям, в которых сопротивление среды определяется разными механизмами переноса импульса. Сначала при ударе тела по поверхности конденсированной среды возникает волновой процесс переноса массы и импульса, упругопластическая волна убегает вперед от тела, если его скорость меньше звуковой скорости, или движется вместе с телом на сверхзвуковой скорости. При этом пластическое движение среды в волне частично проходит вместе с телом, уменьшая его торможение. Соотношение между длинами тела и волны, а также между скоростью тела и скоростью пластического фронта волны определяет вклад начальной стадии в глубину проникания тела. Чем меньше длина тела и больше инерция среды, тем меньше должна быть потеря скорости на начальной стадии проникания. Такие эффекты были экспериментально обнаружены, например, при высокоскоростном проникании твердых тел в жидкость [16, 17].

На конечной стадии процесса происходит фазовый переход из твердого состояния в жидкое и постепенно устанавливается квазигидродинамический режим проникания, начальные условия для которого определяются всей историей процесса.

Между этими стадиями проникание происходит в переходном режиме и сопровождается генерацией целого спектра вихре-волновых структур, которые значительно изменяют свойства среды вблизи проникающего тела. Длительность стадий определяется как условиями нагружения, так и начальными свойствами среды. С традиционных позиций механики сплошной среды реакция материала преграды на динамическое нагружение является аномальной, поскольку определяется сильно-неравновесными процессами переноса.

Можно утверждать, что высокоскоростные процессы сопровождаются возникновением эффектов коллективного взаимодействия элементов среды, обусловленных силами инерции, а не потенциалом взаимодействия. Так, например, микроструктурные исследования материалов преград после их пробития высокоскоростным компактным ударником свидетельствуют, что структура преград носит ярко выраженный вихревой характер. Пример таких структур для преграды из алюминиевого сплава 1575 приведен на рис. 1. Видно, что рельеф поверхности преграды имеет волнообразный периодический вид (рис. 1а), при этом на гребнях волн, которые находятся ближе к дну каверны, четко наблюдаются признаки ротационного пластического движения материала (рис. 1б).

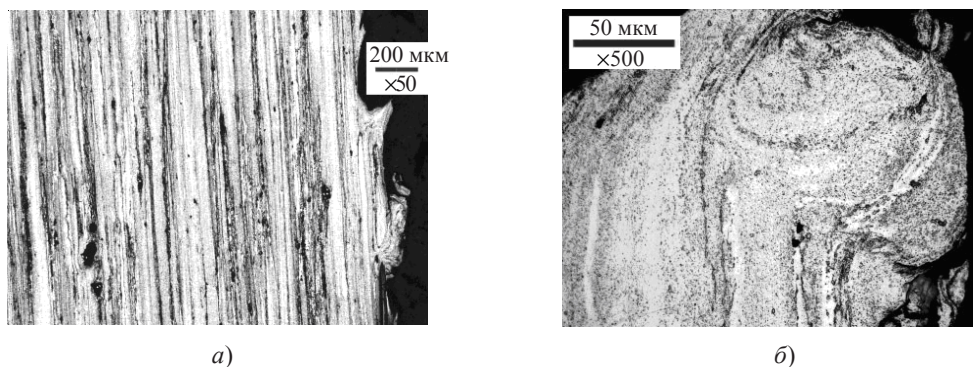


Рис. 1. Изменение профиля рельефа преграды при продвижении компактного ударника вглубь преграды

В этом случае определяющую роль играют такие характеристики импульса, переданного среде, как скорость его ввода и его длительность. Следовательно, динамические свойства среды сильно зависят от режима нагружения. Поэтому физические константы среды (например, модули упругости) становятся функционалами процесса переноса, в результате чего становится невозможным корректно выделить обратимые и необратимые потоки импульса, разделить напряжение и деформацию на упругие и пластические части [13], определить фазовую и групповую скорости нестационарной волны.

Именно такими свойствами и может обладать материал преграды при сверхглубоком проникании, то есть поток частиц, падающих на поверхность мишени с высокой скоростью, индуцирует упругопластические волны, бегущие перед частицами и формирующие волновой пакет, распространяющийся с групповой скоростью пластической волны, отставая от упругого предвестника. Внутри пакета про-

исходит перенос массы среды, за счет ее скоростной дисперсии [13] пакет расплывается. Вследствие взаимодействия прямых и отраженных волн начинают расти вращательные (вихревые) моды пластической деформации. Образующиеся динамические структуры приводят к возникновению пульсационного давления в среде и уменьшению ее сопротивления за счет вращений элементов среды и микрочастиц (которые, как минимум, не превосходят структурные элементы среды). Тот факт, что из всего пакета микрочастиц, налетающих на мишень, на большую глубину проникает только их весьма небольшая доля, говорит о росте скоростной дисперсии в пакете.

В случае крупномасштабных пульсаций скорости при интерференции упруго-пластических волн в мишени начинают проявляться резонансные эффекты: пластические фронты, индуцированные высокоскоростными частицами потока пучка большой плотности, складываются. Для плотных потоков падающих частиц интерференция сферических волн должна приводить к возникновению одиночных резких максимумов массовой скорости отдельных участков среды, где возникают резонансные эффекты при наложении пластических фронтов, индуцированных несколькими частицами. Эти высокоскоростные потоки среды, двигающиеся со сверхзвуковой скоростью, нагоняют медленные частицы и передают им большой импульс за счет многих последующих частиц. При этом глубина проникания таких частиц должна возрасти на порядки.

Если при небольших скоростях удара неравновесными процессами можно пренебречь, то при больших скоростях волновые процессы на первых двух стадиях проникания дают существенный вклад в такие характеристики, как скорость и глубина проникания.

Поскольку традиционные представления механики сплошной среды в этих условиях становятся некорректными, необходимо использовать подход, пригодный для описания неравновесных переходных процессов.

### 3. Математическая модель переноса импульса в нелокальной теории неравновесных процессов

В рамках нелокальной теории переноса эффекты коллективного взаимодействия учитываются посредством пространственно-временной корреляционной функции  $\mathfrak{Z}(x, x'; t, t')$ , играющей роль релаксационного ядра переноса в интегральном соотношении между продольной компонентой напряжения  $J_1(x, t)$  и скоростью деформации  $\dot{\epsilon} = -\partial v / \partial x$  ( $v$  – массовая скорость среды) в процессе переноса импульса, инициированном плоским ударом по поверхности конденсированной среды [12, 13]:

$$J_1(x, t) = -\rho_0 C^2 t_r \int_0^{\omega(t)} \frac{dt'}{t_r} \int_0^{\Omega(t)} \frac{dx'}{l_r} \mathfrak{Z}(t, t'; x, x'; t_r, l_r) \frac{\partial v}{\partial x'}, \quad (1)$$

$$\omega(t) = \begin{cases} t, & t < t_R, \\ t_R, & t \geq t_R, \end{cases} \quad \Omega(t) = \begin{cases} Ct, & Ct < L, \\ \Gamma, & Ct \geq L. \end{cases}$$

Здесь  $\Gamma$  – граница области  $\Omega(t)$ . Для простоты и наглядности уравнение (1) описывает только одномерный случай.

Характерное время нагружения при ударе  $t_R$  – время ввода импульса в среду – является определяющим для режима переноса импульса в среде. Вместе с тем это

время не входит в традиционные модели динамического деформирования;  $L$  – характерное расстояние, пройденное плоской волной вдоль оси  $x$ . Ядро переноса импульса  $\mathfrak{S}$  зависит от параметров релаксации продольного напряжения – характерного времени релаксации сдвиговых напряжений  $t_r$  и характерного пространственного масштаба релаксации  $l_r = Ct_r$ , где  $C$  – продольная скорость звука, определяемая соотношением  $\rho_0 C^2 = K + (4/3)G$ , а  $K$  и  $G$  – упругие модули всестороннего сжатия и сдвига соответственно.

В процессе распространения упругопластических волн релаксируют сначала только сдвиговые степени свободы, тогда как объемные степени считаются замороженными. Однако в динамических процессах разделить вклад обратимых и необратимых (сдвиговых) процессов заранее невозможно, так же как невозможно разделить напряжение и деформацию на упругие и пластические компоненты. При этом модули  $K$ ,  $G$  не являются постоянными величинами, а зависят от скорости деформации.

В отличие от локальных моделей, соотношение (1) определяет продольную компоненту напряжения  $J_1(x, t)$  не через скорость деформации в той же точке и в тот же момент времени, а через историю всего поля скорости деформации. На начальной стадии при  $t < t_R$  в пределе незатухающей памяти вдали от поверхности удара  $t_r/t_R \rightarrow \infty$ ,  $l_r/L \rightarrow 0$ , выражение (1) определяет упругое напряжение  $J_1(x, t) \rightarrow \rho_1 C^2$ .

На финальной стадии, когда  $t_r/t_R \rightarrow 0$ ,  $l_r/L \rightarrow 0$ ,  $\tau \ll \varepsilon$ , продольная компонента тензора напряжений соответствует ньютоновской модели вязкой жидкости

$$J_1(x, t) \rightarrow \left( -\lambda + \frac{4}{3}\mu \right) \frac{\partial v}{\partial x},$$

где  $\lambda$  и  $\mu$  – коэффициенты объемной и сдвиговой вязкости соответственно.

На промежуточной стадии процесса, когда масштабы корреляции конечны и эффектами нелокальности и памяти нельзя пренебречь, вклады волнового и диффузионного переноса импульса не аддитивны. Среда проявляет как упругие, так и гидродинамические свойства, при этом сопротивление среды зависит от градиентов скорости, размеров и геометрии границ системы. На финальной стадии процесса проникания в материале происходит фазовый переход и среда находится в жидком состоянии.

В [12] было получено интегральное соотношение между продольной компонентой тензора напряжений (поток импульса) и сопряженной компонентой тензора скорости деформации (термодинамическая сила) с модельной корреляционной функцией  $\mathfrak{S}$ , которое имеет вид:

$$\begin{aligned} \Pi(\zeta, x) = & \int_0^{\Omega} \frac{d\xi'}{\varepsilon} \exp \left\{ -\frac{\pi(\xi - \xi' - \gamma(\zeta))^2}{\varepsilon^2(\zeta)} \right\} \times \\ & \times \int_0^{\omega} \frac{d\zeta'}{\tau} \exp \left\{ -\frac{\pi(\zeta - \zeta' - \theta(\xi))^2}{\tau^2(\xi)} \right\} \left( \tau \frac{\partial v}{\partial \zeta'} - \varepsilon \frac{\partial v}{\partial \xi'} \right) (\zeta', \xi'), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Omega(\xi) = \begin{cases} \xi, & \xi < 1, \\ 1, & \xi \geq 1, \end{cases} \quad \omega(\zeta) = \begin{cases} \zeta, & \zeta < 1, \\ 1, & \zeta \geq 1. \end{cases}$$

В соотношении (2) введены новые независимые переменные  $\zeta = 1/t_R(t - x/C)$ ,  $\xi = x/L$  и  $\Pi(\zeta, \xi) = J_1(x, t)/(\rho_0 C^2)$ , а массовая скорость  $v$  отнесена к скорости частиц в момент соударения ( $V_0$ ). В выражении (2) для корреляционной функции исполь-

зованы уже апробированные ранее модельные интегральные ядра с параметрами, характеризующими инерционные эффекты:

$\theta = t_m/t_R$  – параметр запаздывания поля напряжения по сравнению со скоростью деформации;

$\gamma = Ct_m/L$  – параметр пространственного сдвига между этими полями;

$\tau = t_r/t_R$ ,  $\varepsilon = Ct_r/L$  – относительные время и длина релаксации сдвиговых напряжений (параметры, характеризующие релаксационные свойства среды). Все указанные параметры эволюционируют в процессе распространения волны, стремясь минимизировать интегральные потери импульса внутри волны.

Такая постановка включает в систему обратную связь, которая играет важную роль в переходных режимах.

На начальной (волновой) и на конечной стадиях соотношение (2) можно упростить.

#### 4. Наложение упругопластических волн в металлической преграде

На начальной стадии проникания при условии  $\varepsilon/\tau \ll 1$  в среде мишени распространяется упругопластическая волна. Перенос импульса в среде описывается интегральным уравнением

$$\frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{\partial \Pi}{\partial \zeta} = 0, \quad \Pi(\zeta; \tau, \theta) = \int_0^{\infty} d\zeta' \exp \left\{ -\frac{\pi(\zeta - \zeta' - \theta)^2}{\tau^2} \right\} \frac{\partial v}{\partial \zeta'}. \quad (3)$$

В отличие от случая упругой волны, где напряжение и деформация связаны друг с другом в один и тот же момент времени, соотношение (3) между напряжением и скоростью деформации при конечных значениях параметров  $\tau$ ,  $\theta$  содержит эффекты памяти и запаздывания. Интегральный оператор эволюции в (3) связывает начальный профиль скорости при  $x = 0$  и профиль в точке  $x$  с параметрами  $\tau(x)$ ,  $\theta(x)$ , распространяющийся от поверхности удара. Считая начальное ускорение постоянным в течение времени нагружения  $\partial v/\partial \zeta = 1$ , получаем явное автомодельное решение уравнения (3) для профиля скорости [13]:

$$v(\zeta; \tau, \theta) = \begin{cases} \frac{\tau}{2} \left( \operatorname{erf} \frac{\sqrt{\pi}(\zeta - \theta)}{\tau} + \operatorname{erf} \frac{\sqrt{\pi}\theta}{\tau} \right), & \zeta < 1, \\ \frac{\tau}{2} \left( \operatorname{erf} \frac{\sqrt{\pi}(\zeta - \theta)}{\tau} + \operatorname{erf} \frac{\sqrt{\pi}(1 - \zeta + \theta)}{\tau} \right), & \zeta \geq 1. \end{cases} \quad (4)$$

Решение (4) описывает эволюцию упругого предвестника (верхнее выражение) и пластического фронта за счет инерционных эффектов среды (нижнее выражение). На основе построенного решения (4) без изначального разделения напряжения и деформации на упругую и пластическую части можно описать все наблюдаемые эффекты, связанные с распространением нестационарных упругопластических волн [13].

Формирование пластического фронта как эффекта последствия, который вследствие инерции среды отстает от упругого предвестника, позволяет напряжению за время релаксации накапливаться. Если в течение этого времени нагрузить систему повторно, то возникающие напряжения и массовые скорости, определяемые выражениями (3), (4), складываются. При последовательном воздействии не-

скольких коротких импульсов можно добиться увеличения массовой скорости среды в результирующем пластическом фронте в несколько раз.

На основе полученного решения задачи об упругопластической волне можно получить решение для нескольких последовательных импульсов. В зависимости от параметров  $\tau$ ,  $\theta$  результат наложения последствий будет разным, если задавать разное число импульсов через разные интервалы времени.

На рис. 2 приведен пример разбиения на 4 части одиночного импульса с заданными амплитудой и временем нагружения. Скорость ввода каждого из четырех импульсов равна скорости первоначального импульса. Действующие через равные промежутки времени  $\Delta$  импульсы в сумме дают исходный одиночный импульс.

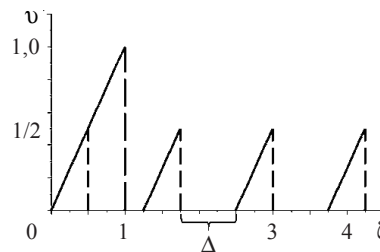


Рис. 2. Разбиение одного импульса единичной амплитуды и единичного времени нагружения  $t_R$  на четыре последовательных импульса с амплитудой  $1/2$  и временем нагружения  $1/2$

На рис. 3 представлена зависимость скорости от параметра  $\Delta$  при фиксированных значениях параметров запаздывания  $\theta = 10$  и релаксации  $\tau = 40$ .

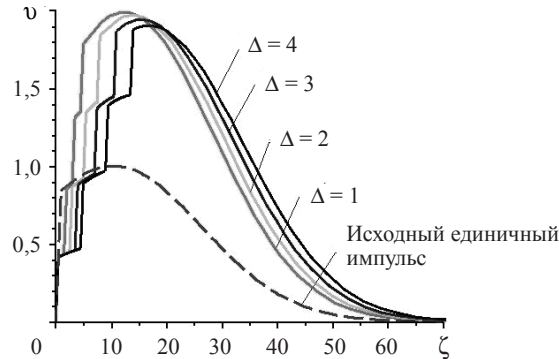


Рис. 3. Зависимость временного профиля массовой скорости в волне от параметра  $\Delta$  при фиксированных значениях параметров запаздывания  $\theta$  и релаксации  $\tau$

Из представленной зависимости видно, что если  $\Delta \leq \tau$ , то последующий импульс успевает наложиться на предыдущий, пока тот не начал затухать, и получается выигрыш в скорости в два раза. Очевидно, что максимальная амплитуда достигается при наложении когерентных импульсов.

##### 5. Интерференция упругопластических волн, индуцированных плотным высокоскоростным потоком мелких частиц на начальной стадии

В публикациях по СГП [4, 10] приведены данные экспериментальных исследований, согласно которым одна частица диаметром  $d \leq 10^{-4}$  м, летящая со скоростью



$V \geq 10^3$  м/с, проникает в металлическую преграду на глубину  $h \approx d$ . Однако при плотности потока частиц  $\rho \geq 10^3$  кг/м<sup>3</sup> примерно 0,1% частиц проникает на глубину  $h \geq 10^3 d$ .

Уже эти данные говорят о коллективной природе эффектов СГП. Импульс многих частиц должен передаваться одной частице, которая и сможет глубоко проникнуть в материал преграды. Понятно, что столкновения не могут быть тем механизмом переноса, который в состоянии сконцентрировать импульс, они, скорее, его рассеивают. А вот упругопластические волны, индуцируемые ударами частиц по поверхности преграды и распространяющиеся со скоростью, в несколько раз превышающей скорость частиц, могут переносить не только импульс между частицами, но и массу в пластическом фронте. Каждая частица индуцирует при ударе сферическую волну, которая расширяется, охватывая соседние частицы. Возникает интерференция волн от большого числа источников, создающая за счет наложения многих пластических фронтов максимумы амплитуды, переносящие массу среды с очень высокой скоростью, способные догнать частицу впереди себя и увлечь ее вместе со средой. На границах таких высокоскоростных потоков развиваются сильные сдвиговые и ротационные процессы. Высокоскоростные потоки, способные нести частицы, двигаются вдоль траекторий максимумов интерференционного поля, которые, как уже упоминалось ранее, могут быть криволинейными. Застывшие в среде потоки с аморфизированной структурой и представляют собой каналы за частицами.

Сильная скоростная неоднородность движения материала преграды в виде мезопотоков экспериментально наблюдалась при высокоскоростном ударе по металлическим мишеням [13]. Пространственные размеры этих мезопотоков на несколько порядков меньше размеров ударника и привязаны к структуре среды мишени.

Для того чтобы частица могла быть унесена интерференционным максимумом, она должна быть меньше, чем длина индуцированной волны,  $d \leq \lambda$ . Для задач проникания, вообще говоря, неясно, как длина волны при высокоскоростном проникании зависит от массы, длины тела и свойств среды преграды. Из общих физических соображений можно полагать, что волновые эффекты гораздо больше влияют на проникание малых тел, чем больших.

В силу релаксационных свойств материала преграды длина волны при ударе должна быть ограничена сверху:  $\lambda \leq Ct_r$ . Это ограничение налагается и на размер частицы. Эксперименты по ударному нагружению металлов [13] показывают, что время релаксации напряжения уменьшается с ростом скорости удара в диапазоне скоростей 200–500 м/с (рис. 4).

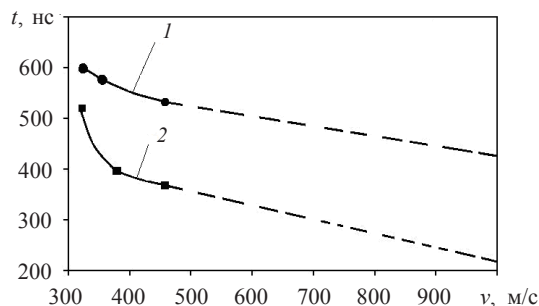


Рис. 4. Экспериментальная зависимость времен релаксации 1 и запаздывания 2 от скорости ударника для алюминия Д-16

Экстраполяция приведенных данных до скоростей 1000 м/с (показана на рис. 4 штриховыми линиями) позволяет оценить время релаксации величиной порядка  $10^{-7}$  с. Уменьшение времени релаксации указывает на изменение реакции среды в направлении ближе к квазигидродинамической реакции. По крайней мере, можно считать, что из условия  $\lambda \leq Ct_r$  следует  $\lambda \leq 10^{-4}$  м.

Возможность наложения некоторого числа волн можно определить степенью когерентности волнового поля, которая оценивается отношением размера источника к длине волны. Для волнового поля, создаваемого потоком падающих на поверхность мишени частиц, степень когерентности можно оценить сверху отношением площади поверхности мишени к квадрату радиуса частицы и отношением длительности потока к длительности одиночного импульса. Если ширина потока, падающего на поверхность, хотя бы на порядок превосходит диаметр частицы, то для плотных потоков число частиц, падающих на поверхность мишени почти одновременно, будет иметь порядок  $10^2$ .

Если длительность потока  $10^{-5}$  с, а длительность импульса одной частицы  $10^{-7}$  с, то число наложений может достигнуть  $10^2$ . Таким образом, при идеальной интерференционной картине степень когерентности очень велика. Однако известно, что увеличение размеров источника волн (частиц) и степени монохроматичности (разброс по размерам частиц в потоке и их скоростям) приводит к размыванию интерференционной картины, а это значит, – к уменьшению максимальных скоростей мезопотоков волнового поля. Тем не менее, можно принять, что небольшая доля частиц из плотного потока (в экспериментах это примерно 0,1%) может приобрести большие импульсы и проникнуть в преграду на глубины более  $10^{-2}$  м.

Частица останавливается, когда за счет неоднородности потока между импульсами появляется задержка (разность хода) более  $10^{-7}$  с.

Если размер частиц на порядок больше критического  $d = 10^{-4}$  м, а время релаксации среды при той же скорости удара сохраняется  $10^{-7}$  с, то фронты просто не будут накладываться и интерференционных максимумов не будет, как не будет и эффектов СГП.

## **6. Упрощенная модель высокоскоростного проникания частицы в полубесконечную преграду на финальной стадии с учетом эффектов, связанных с формированием вихре-волновых структур**

Нелокальная модель, построенная далее, основана на представлении, что сопротивление частицы на финальной стадии существенно уменьшается за счет окружающих частицу вихре-волновых структур, образовавшихся в среде мишени на переходной стадии проникания.

Вначале построим классическое решение задачи о движении тела в жидкости. С этой целью запишем уравнение движения (торможения) малой частицы на гидродинамической стадии, когда материал преграды можно представить в виде идеальной жидкости, в следующем виде (при этом учтем только лобовое сопротивление, пренебрегая эффектами вязкого трения):

$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} C_x \rho_0 v^2 S, \quad (5)$$

где  $m$ ,  $v$ ,  $S$  – масса, скорость, площадь миделя частицы;  $C_x$  – коэффициент лобового сопротивления;  $\rho_0$  – плотность материала преграды. Решением уравнения (5) является выражение

$$v(t) = \frac{v_0}{1 + kv_0 t}, \quad (6)$$

здесь  $k = \rho_0 C_x S / (2m)$ ,  $v_0$  – начальная скорость частицы. Для сферической (допущение) частицы  $k = 3C_x / (8r)$  ( $r$  – радиус частицы).

С учетом равенства  $dx/dt = v$  уравнение (5) и решение (6) принимают вид

$$\frac{dv}{dx} = -kv, \quad (7)$$

$$v = v_0 \exp(-kx). \quad (8)$$

С математической точки зрения полученное выражение (8) для скорости [16] имеет ярко выраженный асимптотический вид, и чтобы определить из этого соотношения, например, расстояние пробега частицы, необходимо принять какое-то дополнительное допущение.

На финальной стадии процесса проникания, когда  $Ct_R \gg L$  и  $\tau \ll \epsilon$ , эффектами памяти можно пренебречь, а выражение (2) сохранит только эффекты пространственной нелокальности. Если градиент скорости в уравнении (7) заменить на нелокальное выражение, полученное из (2) при условии  $\tau \ll \epsilon$ , то уравнение (7) принимает вид [16]:

$$\int_0^x \frac{dx'}{\epsilon} \exp\left\{-\frac{\pi(x' - x + \gamma)^2}{\epsilon^2}\right\} \frac{dv}{dx'} = -kv(x). \quad (9)$$

В пределе при  $\epsilon, \gamma \rightarrow 0$  уравнение (9) переходит в (7). Сглаживание градиента скорости в левой части (9) обусловлено скоростной дисперсией на вихре-волновых структурах, возникших на начальной волновой и переходной стадиях проникания. Приближенное решение уравнения (9) при  $\epsilon \rightarrow 0$  приводит к сдвигу начала квази-установившейся стадии на длину  $\gamma$ :

$$v = v_0 \exp\{-k(x - \gamma)\}. \quad (10)$$

Здесь  $\gamma$  – параметр нелокальной модели, который характеризует длину запаздывания гидродинамического сопротивления  $x \geq \gamma$  и, в общем случае, связан с размерами вращательных структурных элементов среды (см. рис. 1). Скорость  $v_0$  приобретена частицей на первых двух стадиях процесса. На малых длинах  $x \leq \gamma$  торможение частицы за счет сопротивления среды может резко уменьшаться. Отсюда видно, что для малых тел этот эффект может стать существенным.

Фактически мы пришли к выводу, что формирование вихре-волновых структур на начальной стадии для малых тел может приводить к резкому увеличению глубины проникания высокоскоростной частицы, которая получила свой импульс за счет интерференции волнового поля, индуцированного плотным потоком частиц.

### Заключение

На основании разработанных моделей можно сделать следующие выводы:

1. Эффект сверхглубокого проникания твердых малых частиц в полубесконечную металлическую преграду может иметь место только как коллективный эффект.
2. Эффект СГП можно объяснить интерференцией упругопластических волн, возникающих при ударе множества малых частиц по мишени (преграде). Такая интерференция создает отдельные максимумы – мезопотоки материала, которые дви-

гаются с очень большой скоростью. Эти мезопотоки способны догнать и увлечь отдельные частицы впереди себя.

3. Образование вихре-волновых структур на начальной и переходной стадиях процесса за счет сильнейшего снижения сопротивления среды на волновых структурах приводит к резкому увеличению глубины проникания малых частиц.

#### Список литературы

1. Киселев С.П., Киселев В.П. О механизме сверхглубокого проникания частиц в металлическую преграду. *ПМТФ*. 2000. Т. 41. №2. С. 37–46.
2. Альтшулер Л.В., Андилевко С.К., Романов Г.С., Ушеренко С.М. О модели сверхглубокого проникания. *ПЖТФ*. 1989. Т. 15. Вып. 5. С. 55–60.
3. Григорян С.С. О природе сверхглубокого проникания твердых микрочастиц в твердые материалы. *ДАН СССР*. 1987. Т. 292. №6. С. 1319–1323.
4. Черный Г.Г. Механизм аномально низкого сопротивления при движении тел в твердых средах. *ДАН СССР*. 1987. Т. 292. №6. С. 1324–1328.
5. Андилевко С.К., Романов Г.С., Ушеренко С.М., Шилкин В.А. Некоторые эффекты сверхглубокого проникания. *ПЖТФ*. 1990. Т. 16. Вып. 22. С. 42–48.
6. Буравова С.Н. Еще раз о сверхглубоком проникании. *ЖТФ*. 2014. Т. 84. №8. С. 156–158.
7. Савенков Г.Г., Хантулева Т.А. Нелокальная модель сверхглубокого проникания микрочастиц в металлы. *Сб. материалов Международ. конф. XII Заббахинские научные чтения 2–6 июня 2014*. Снежинск. 2014. С. 43.
8. Алексенцева С.Е., Кривченко А.Л. Оценка ударно-волновых систем метания дискретных частиц и условий сверхглубокого проникания в металлы и сплавы. *Сб. тез. докл. Международной конференции «XVII Харитоновские чтения. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны» 23–27 марта 2015 г.* Саров. 2015. С. 269–272.
9. Сивухин Д.В. *Общий курс физики. Т. IV. Оптика*. М.: Физматлит, 2005. 792 с.
10. Андилевко С.К., Дорошкевич Е.А., Карпенко С.С., Ушеренко С.М., Шилкин В.А. Изменение плотности стали в условиях сверхглубокого проникания. *Инженерно-физический журнал*. 1998. Т. 71. №3. С. 394–399.
11. Павлов В.А. Нелокальная теория неравновесных процессов переноса. *Физика металлов и металловедение*. 1985. Т. 59. №4. С. 629–632.
12. Хантулева Т.А. *Нелокальная теория неравновесных процессов переноса*. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2013. 276 с.
13. Мещеряков Ю.И., Хантулева Т.А. Неравновесные процессы в конденсированных средах. Ч. 1. Экспериментальные исследования в свете нелокальной теории переноса. *Физическая мезомеханика*. 2014. Т. 17. №5. С. 21–38.
14. Савенков Г.Г., Хантулева Т.А. Комбинированная нелокально-гидродинамическая модель высокоскоростного проникания металлических струй в прочные преграды. *ЖТФ*. 2014. Т. 84. №1. С. 38–43.
15. Морозов В.А., Савенков Г.Г., Барахтин Б.К., Лукин А.А., Гунько Ю.Ф., Рудометкин К.А. Скорость трещин при сверхбыстром нагружении. *ПЖТФ*. 2015. 41. Вып. 3. С. 26–32.
16. Родионов А.А., Хантулева Т.А. Нелокальная модель проникания твердого тела в конденсированную среду. *Изв. вузов. Физика*. 2013. Т. 56. №6/3. С. 45–49.
17. Хантулева Т.А., Серебрянская Н.А. Релаксация волн, распространяющихся в конденсированной среде. *Изв. вузов. Физика*. 2009. Т. 52. №2/2. С. 165–171.

#### References

1. Kiselev S.P., Kiselev V.P. O mekhanizme sverkhglubokogo pronikaniya chastits v metallicheskiyu pregradu [On the mechanism of self-oscillations of a supersonic radial jet exhausting into an ambient space]. *Prikladnaya matematika i tekhnicheskaya fizika [Journal of Applied Mechanics and Technical Physics]*. 2000. Vol. 41. No 2. P. 237–246 (In Russian).
2. Altshuler L.V., Andilevko S.K., Romanov G.S., Usherenko S.M. O modeli sverkhglubokogo pronikaniya [On a model of super-deep penetration]. *Pisma v zhurnal tekhnicheskoy fiziki [Technical Physics Letters]*. 1989. Vol. 15. Iss. 5. P. 55–60 (In Russian).

3. Grigorian S.S. O prirode sverkhglubokogo pronikaniya tverdykh mikrochastits v tverdye materialy [On the nature of super-deep penetration of solid microparticles in hard materials]. *Doklady Akademii nauk SSSR [Physics. Doklady]*. 1987. Vol. 292. No 6. P. 1319–1323 (In Russian).
4. Chernyi G.G. Mekhanizm anomalno nizkogo soprotivleniya pri dvizhenii tel v tverdykh sredakh [Mechanism of anomalously low drag during the motion of bodies in solid media]. *Doklady Akademii nauk SSSR [Physics. Doklady]*. 1987. Vol. 292. No 6. P. 1324–1328 (In Russian).
5. Andilevko S.K., Romanov G.S., Usherenko S.M., Shilkin V.A. Nekotorye efekty sverkhglubokogo pronikaniya [Some effects of super-deep penetration]. *Pisma v zhurnal tekhnicheskoy fiziki [Technical Physics Letters]*. 1990. Vol. 16. Iss. 22. P. 42–48 (In Russian).
6. Buravova S.N. Eshche raz o sverkhglubokom pronikanii [Superdeep penetration revisited]. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki [Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics]*. 2014. Vol. 59. No 8. P. 1257–1259 (In Russian).
7. Savenkov G.G., Khantuleva T.A. Nelokal'naya model sverkhglubokogo pronikaniya mikrochastits v metally [Nonlocal model of super-deep penetration of the microparticles into metals]. *Sbornik materialov Mezhdunarodnoy konferentsii XII Zababakhinskije nauchnye chteniya [The collection of materials of the International Conference XII Zababakhin Scientific Talks]*. 2–6.06.2014. Snezhinsk. 2014. P. 43 (In Russian).
8. Aleksentseva S.E., Krivchenko A.L. Otsenka udarno-volnovykh sistem metaniya diskretnykh chastits i usloviy sverkhglubokogo pronikaniya v metally i splavy [Evaluation of shock-wave systems throwing discrete particles and conditions over deep penetration into metals and alloys]. *Sbornik tezisov dokladov Mezhdunarodnoy konferentsii XVII Kharitonovskie chteniya. Ekstremal'nye sostoyaniya veshchestva. Detonatsiya. Udarnye volny [Abstracts. International Conference XVII Khariton's Topical Scientific Readings. Extreme States of Substance. Detonation]*. 23–27.03.2015. Sarov. 2015. P. 269–272 (In Russian).
9. Sivukhin D.V. *Obshchiy kurs fiziki. T. IV. Optika [The General Course of Physics. Vol. IV. Optics]*. Moscow. Fizmatlit Publ. 2005. 792 p. (In Russian).
10. Andilevko S.K., Doroshkevich E.A., Karpenko S.S., Usherenko S.M., Shilkin V.A. Izmenenie plotnosti stali v usloviyakh sverkhglubokogo pronikaniya [Steel density change under superdeep-penetration conditions]. *Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal [Journal of Engineering Physics and Thermophysics]*. 1998. Vol. 71. No 3. P. 387–392 (In Russian).
11. Pavlov V.A. Nelokal'naya teoriya neravnovesnykh protsessov perenosa [Nonlocal theory of nonequilibrium transport processes]. *Fizika metallov i metallovedenie [The Physics of Metals and Metallography]*. 1985. Vol. 59. No 4. P. 629–632 (In Russian).
12. Khantuleva T.A. *Nelokal'naya teoriya neravnovesnykh protsessov perenosa [A Nonlocal Theory of Nonequilibrium Processes of Transport]*. St. Petersburg. SPbGU Publ. 2013. 276 p. (In Russian).
13. Meshcheryakov Yu.I., Khantuleva T.A. Neravnovesnye protsessy v kondensirovannykh sredakh. Ch. 1. Eksperimentalnye issledovaniya v svete nelokalnoy teorii perenosa [Nonequilibrium processes in condensed media. Part 1. Experimental studies in light of nonlocal transport theory]. *Fizicheskaya mezomekhanika [Physical Mesomechanics]*. 2014. Vol. 17. No 5. P. 21–38 (In Russian).
14. Savenkov G.G., Khantuleva T.A. Kombinirovannaya nelokalno-gidrodinamicheskaya model vysokoskorostnogo pronikaniya metallicheskiikh struy v prochnye pregrady [Combined nonlocal hydrodynamic model of high-speed penetration of metal jets into high-strength barriers]. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki [Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics]*. 2014. Vol. 59. No 1. P. 36–41 (In Russian).
15. Morozov V.A., Savenkov G.G., Barakhtin B.K., Lukin A.A., Gun'ko Yu.F., Rudometkin K.A. Skorost treshchin pri sverkhbystrom nagruzhenii [Crack velocity in ultrafast loading]. *Pisma v zhurnal tekhnicheskoy fiziki [Technical Physics Letters]*. 2015. Vol. 41. Iss. 3. P. 26–32. DOI: 10.1134/S106378501502011X (In Russian).
16. Rodionov A.A., Khantuleva T.A. Nelokal'naya model pronikaniya tverdogo tela v kondensirovannuyu sredu [Nonlocal model of a solid penetration in the condensed medium]. *Izvestiya vuzov. Fizika [Russian Physics Journal]*. 2013. Vol. 56. No 6/3. P. 45–50 (In Russian).
17. Khantuleva T.A., Serebryanskaya N.A. Relaksatsiya voln, rasprostranyayushchikhsya v kondensirovannoy srede [Relaxation waves propagating in a condensed medium]. *Izvestiya vuzov. Fizika [Russian Physics Journal]*. 2009. Vol. 52. No 2/2. P. 165–171 (In Russian).

**COLLECTIVE EFFECTS OF SUPER-DEEP PENETRATION  
OF SOLID MICRO-PARTICLES INTO A SEMI-INFINITE METALLIC OBSTACLE**

**Khantuleva T.A.<sup>1,2</sup>, Savenkov G.G.<sup>1</sup>, Kuznetsov A.V.<sup>1</sup>,  
Bragov A.M.<sup>3</sup>, Konstantinov A.Yu.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*JSC "Engineering Plant "ARMALIT", Saint Petersburg, Russian Federation*

<sup>2</sup>*St. Petersburg University, Saint Petersburg, Russian Federation*

<sup>3</sup>*Research Institute of Mechanics University of Nizhni Novgorod,  
Nizhni Novgorod, Russian Federation*

Based on the notions of the non-local transfer theory, possible collective effects of super-deep penetration of solid micro-particles into a metallic semi-infinite obstacle are considered. It is shown that the penetration depth of a particle can increase several times due to the interference effects of elastoplastic waves induced by a dense particle flow, which can carry away the particle with a plastic front formed by the surrounding particles.

*Keywords:* non-local transfer theory, penetration, interference of elastoplastic waves.