

01;05

О СОПРОТИВЛЕНИИ ПЛАСТИЧЕСКОМУ СДВИГУ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ

© Ю.А.Емельянов, Г.С.Пугачев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 20 апреля 1995 г.)

На основе двухпараметрической реологической модели, объединяющей свойства тел Максвелла и Фойгта, показано, что распространение пластической составляющей полной деформации в твердом теле подчиняется закономерностям диффузионного характера. Для базовых уравнений распространенных методов высокоскоростных испытаний приведены необходимые поправки, свидетельствующие о завышении оценок напряжений пластического деформирования, известных из литературы, для скоростей деформирования $\dot{\epsilon} \gtrsim 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Исследованиями за последние ~ 50 лет надежно установлен факт возрастания усилий пластического деформирования твердых тел при высокоскоростном нагружении по сравнению с усилиями при геометрически подобных испытаниях в квазистатических условиях. Особенно резко возрастают измеряемые в различных вариантах усилия при достижении скоростей деформирования $\dot{\epsilon} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ и выше. Существующие теории динамического деформирования — теории типа “единой кривой $\sigma(\epsilon)$ динамического деформирования” и вязкопластические теории [1,2] описывают указанный факт в терминах “повышения напряжений пластического деформирования”, это обусловило распространение в литературе представлений о существенном увеличении сопротивления пластическому сдвигу (касательных напряжений на сдвиговых площадках) при возрастании скорости деформирования.

Вместе с этим в задачах высокоскоростного проникания ударников в твердую среду также достаточно давно установлен факт возрастания сопротивления среды при увеличении скорости внедрения, причем экспериментально показано [3], что этот рост определяется главным образом инерционными свойствами среды. Соответственно в теориях проникания [4,5] основное уравнение движения выводится на основе так называемой “двучленной формулы” для сопротивления среды (и при необходимости ударника) пластическому деформированию при

внедрении типа $\sigma = A + \rho v^2$, где σ — среднее осевое напряжение на контактной поверхности между средой и ударником, A — некоторая эмпирическая константа материала среды, ρ — плотность среды, v — скорость внедрения. Значения “подгоночных” параметров A теории, по смыслу соответствующих некоторым “динамическим напряжениям пластического деформирования при внедрении” (или “динамической твердости” [3,6]), пока не находят, по нашему мнению, ясного обоснования: в целом коррелируя со статическими напряжениями деформирования для разных материалов, параметры A почти на порядок превышают их значения.

Тем не менее вклад инерционного, гидродинамического по характеру сопротивления движению в общее усилие деформирования при скоростном нагружении твердых тел не вызывает сомнений, поскольку он в принципе не зависит от агрегатного состояния вещества тела. Необходимость учета гидродинамического вклада в сопротивление деформированию для наиболее распространенных одноосных испытаний на динамическое растяжение (сжатие) очевидна, если учесть, что вследствие примерного постоянства плотности материала $\rho \simeq \text{const}$ при пластическом деформировании любые продольные движения вещества сравнимы по интенсивности с поперечными (в лагранжевой системе координат). Инерция (покоя) поперечного движения в динамических условиях обуславливает в конечном счете гидродинамические добавки порядка ρv^2 к продольным усилиям при деформировании. Несмотря на это очевидное соображение, фактический учет поперечных движений при продольных динамических испытаниях до последнего времени не производился.

Исторически первой попыткой анализа распространения пластических возмущений в твердых телах является теория Тейлора-Рахматуллина [1,2]. Рассматривая процесс нагружения на основе одномерного уравнения движения

$$\frac{d(\rho v S)}{dt} = \frac{\partial(\sigma S)}{\partial x}, \quad (1)$$

теория постулирует существование “пластической волны нагружения” (напряжения σ), парциальные составляющие которой с амплитудами $\sigma > \sigma_y$ (σ_y — предел текучести) распространяются по телу со скоростями

$$c_p = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma(\varepsilon)}{\partial \varepsilon}},$$

ε — величина деформации.

Основные допущения теории: 1) $\rho = \text{const}(\varepsilon)$, 2) $\sigma = \sigma(\varepsilon)$, т.е. напряжение σ определяется только величиной деформации, и 3) площадь поперечного сечения $S = \text{const}(x, t)$ (x — координата, t — время). При этом если первое предположение с хорошей точностью подтверждается на опыте, то второе и в особенности третье предположения являются слишком сильными допущениями теории: второе игнорирует вязкую природу пластической деформации, тогда как третье фактически исключает из рассмотрения тела с ограниченными поперечными размерами, для которых очевидно $S = S(x, t) \neq \text{const}$. Оставляя пока в

стороне вопроса о возможности пластического деформирования в условиях $S = \text{const}$, отметим, что поэтому прямое перенесение понятий и выводов этой теории на случай деформирования тел типа стержней явно неправомерно, что, в частности, подтверждается давно известным рядом опытных фактов [2].

Для замкнутой постановки задачи деформирования в общем случае уравнение (1) необходимо дополнить уравнениями неразрывности, баланса энергий и состояния вещества тела; получающаяся при этом система нелинейных дифференциальных уравнений является труднообозримой даже для одномерного приближения. Для упрощения анализа мы также сделаем определенные предположения, однако по возможности более точно согласующиеся с опытом, чем упомянутые выше. Но еще до проведения анализа ясно, что указанное выше понятие “пластической волны” напряжения при строгом определении термина “волна” (как динамической структуры, движущейся в пространстве за счет непрерывного “обмена” между кинетической и потенциальной составляющими волновой энергии) для тел типа стержней теряет смысл, поскольку энергия пластического деформирования полностью необратима (в условиях опыта), а пластическое возмущение определенной амплитуды распространяется по телу за счет непрерывной “подпитки” от источника возмущения.

Ограничимся для простоты рассмотрением деформирования полубесконечного цилиндрического стержня, расположенного по оси x ; исходные радиус и площадь поперечного сечения обозначим R_0 и S_0 . Принимаем для плотности, как и выше, условие $\rho \simeq \text{const}$, а также дополнительно гипотезу плоских сечений $v = v_x = \text{const}(r)$ (v_x — продольная компонента массовой скорости, r — радиус); это допущение является естественным следствием одномерного приближения и означает рассмотрение в задаче усредненных по сечению зависимых переменных. Тогда из уравнения неразрывности $\text{div } \bar{v} = 0$ имеем

$$v_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial v}{\partial x}$$

для радиальной составляющей скорости и соответственно для площади S

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -S \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (2)$$

Будем разделять, как обычно, полную продольную деформацию ε на упругую ε_e и пластическую ε_p составляющие $\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_p$ (модель Максвелла); соответственно для смещения $u = u_e + u_p$, для скорости $v = v_e + v_p$, для скорости деформирования

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v_e}{\partial x} + \frac{\partial v_p}{\partial x} = \dot{\varepsilon}_e + \dot{\varepsilon}_p.$$

Одновременно для продольного напряжения σ принимаем равенство $\sigma = \sigma_e + \sigma_p$ (модель Фойгта), причем

$$\sigma = E\varepsilon_e + \mu\varepsilon_p, \quad (3)$$

где E — модуль упругости, μ — коэффициент вязкости.

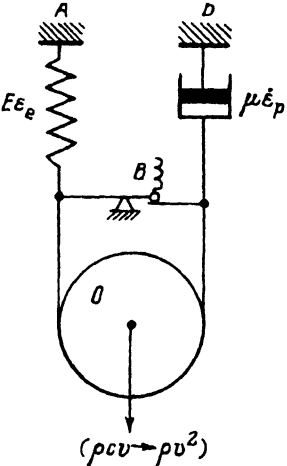


Рис. 1. Реологическая модель упругопластического деформирования твердого тела.

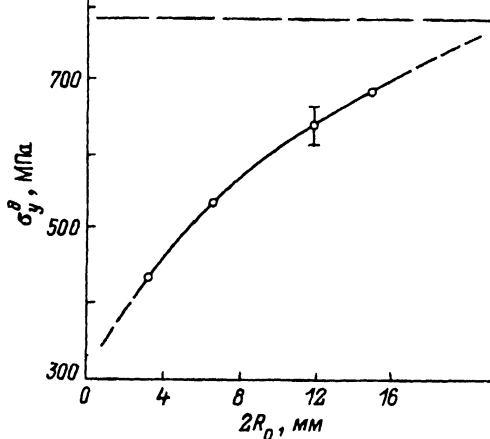


Рис. 2. Зависимость “кажущегося” значения динамического предела текучести для армо-железа, полученная методом пропускания короткого импульса, от диаметра стержня (длина импульсов $\lambda = \text{const} \approx 30$ мм).

Равенство (3) соответствует, как известно, разной природе и условно “параллельным” механизмам действия упругих и вязких пластических сил.

Соответствующая реологическая модель деформирования тела, объединяющая свойства тел Максвелла и Фойгта без введения дополнительных параметров, показана на рис. 1. Здесь полная деформация ϵ определяется по удлинению между точками А и В, механизм В “включает” вязкий элемент лишь при достижении упругой составляющей предела текучести $\sigma_y = E\epsilon_y$, а усилие прикладывается к невесомому блоку 0, подвешенному без проскальзывания между элементами на нерастяжимой нити.

Подставляя (2) и (3) в уравнение (1) и используя правило полного дифференцирования по времени t , получаем

$$\rho \frac{\partial^2 u_e}{\partial t^2} - E \frac{\partial^2 u_e}{\partial x^2} + \rho \frac{\partial v_p}{\partial t} - \mu \frac{\partial^2 v_p}{\partial x^2} = (E\epsilon_e + \mu\epsilon_p - \rho v^2) \frac{\partial S}{S \partial x}.$$

Здесь правую часть равенства можно в первом приближении положить равной нулю, поскольку на начальных (нестационарных) стадиях процесса деформирования $\partial S/S \partial x \approx 0$; с другой стороны, при квазиустановившихся режимах деформирования и в отсутствие внешних массовых сил внутреннее усилие σS в поперечном сечении стержня уравновешивается реактивной гидродинамической силой

$$v \frac{\partial m}{\partial t} = S \rho v^2$$

в соответствии с принципом д’Аламбера. Тогда в общем случае мы приходим к системе двух отдельных дифференциальных уравнений движения: волновому для упругой и диффузионному для пластической составляющих

$$\frac{\partial^2 u_e}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u_e}{\partial x^2} \quad \text{и} \quad \frac{\partial v_p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 v_p}{\partial x^2}, \quad (4)$$

где $c = \sqrt{E/\rho}$ — скорость упругих волн и $D = \mu/\rho$ — кинематический коэффициент вязкости.

Этот сравнительно простой и физически прозрачный вывод одномерных уравнений движения однозначно указывает на диффузионный механизм распространения “пластической части” возмущения, что предполагалось нами в [7] при построении модели деформирования стержня при ударе.

Сложность решения системы уравнений (4) в реальных случаях заключается в том, что обычно начальные и/или граничные условия задачи относятся к полным значениям смещения u или деформации ϵ , скорости v , напряжения σ ; поэтому решения уравнений (4) остаются взаимосвязанными через эволюцию этих условий во времени по отношению к упругой и пластической составляющим. Для примера рассмотрим качественно развитие возмущения в стержне при внезапном ударном нагружении свободного конца: начальные условия $u, v(x, t = 0) = 0$, граничное условие $v(x = 0, t) = v_e(0, t) + v_p(0, t) = v_0$. Поскольку пластическая мода деформации развивается во времени, то для достаточно близких к начальному моменту времен $t \approx 0$ можно положить $v_p(0, t \approx 0) \simeq 0$ и соответственно $v_e(0, t \approx 0) \simeq v_0$. Тогда, согласно первому уравнению (4), имеем $\epsilon_e(0, t \approx 0) \simeq v_0/c$, соответственно вдоль стержня начинает распространяться упругий “вестационный предвестник” с начальной амплитудой напряжения $\sigma_e(0, 0) \rho c v_0$. По мере развития пластической деформации амплитуда предвестника уменьшается до минимально возможного уровня $\sigma_e = \sigma_y$ ($v_p \rightarrow v_0$) как вблизи ударного конца, так и по мере его распространения вдоль стержня, поскольку скорости распространения пластических возмущений

$$c_p \sim \ln \frac{v_p(x=0)}{v_p} \sqrt{\frac{D}{t}},$$

согласно (4), в начальные моменты времени $t \gtrsim 0$ превышают скорость c . Так как все $c_p \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$, то зона пластического деформирования локализуется в конечном счете в головной части стержня и по истечении времени $t \sim D/v_0^2$ достигается стационарный режим деформирования (без учета, конечно, возможного эффекта “накопления массы” в головной зоне) со средним напряжением $\sigma \simeq (\rho v_0^2 S_0)/S$ на ударном конце и упругим предвестником с амплитудой $\sigma_e = \sigma_y$, распространяющимся впереди пластической зоны со скоростью c . Описанная в соответствии с (4) картина ударного деформирования стержня в целом отвечает опытными данными [7,8] при достаточно высоких скоростях удара v_0 и с учетом конечной длины стержня.

Таким образом, при квазистационарном деформировании полубесконечного стержня полное продольное усилие $F = \sigma S \simeq \rho v_0^2 S_0$ согласно закону сохранения импульса и независимо от агрегатного состояния материала стержня [9], тогда как фактическое напряжение в зоне пластического растекания для твердого тела $\sigma = E\epsilon_e + \mu\dot{\epsilon}_p \simeq \sigma_y + \mu v_0/R_0$. Отсюда следует, что необходимо соблюдать особую тщательность при определении из опытных данных значений фактических напряжений деформирования для всех условий динамических испытаний. Ниже рассматриваются некоторые наиболее распространенные методы динами-

ческих испытаний с целью изменения или корректировки их базовых принципов на основе описанных выше представлений.

1) Самым простым способом динамических испытаний можно считать “метод цилиндра Тейлора” [10,11]. Метод заключается в измерении продольных размеров цилиндрического стержня до и после удара по нормали о жесткую преграду с начальной скоростью v_0 и вычисления из этих данных некоторого среднего динамического предела текучести σ_y^∂ . Расчет ведется по тем или иным формулам, выведенным из представлений о существовании квазистационарной пластической волны напряжений и торможении недеформированной части стержня напряжениями на уровне σ_y^∂ . Полученные из опытов с помощью таких формул значения σ_y^∂ оказались значительно — до 3 раз — выше напряжений пластического деформирования в статических условиях для разных материалов [11,12]. Однако в недавней работе [7] показано, что учет вклада начальной, сугубо нестационарной стадии процесса удара, связанной с нестационарным предвестником (см. выше), на основе представления о диффузионном характере распространения пластической зоны деформирования приводит к близкому соответствию величин σ_y^∂ статическим значениям пределов текучести σ_y^s . Более того, с помощью предложенной модели процесса удалось описать ряд установленных фактов, не находящих объяснения в рамках теории пластических волн, например кажущаяся зависимость σ_y^∂ от диаметра стержня, сложный ход зависимостей полного времени удара $T(v_0, l_0)$ и др. Отсылая интересующихся подробностями к этой работе, отметим лишь, что ее результаты являются вескими аргументами в пользу диффузионного механизма распространения пластической деформации в твердом теле.

2) Метод разрезного стержня Гопкинсона (РСГ) является более прецизионным способом динамических испытаний, так как позволяет в принципе определять полную диаграмму $\sigma(\epsilon)$ динамического деформирования [1,10]. Анализ экспериментальных данных метода РСГ производят на основе уравнений Кольского для скорости деформирования $\dot{\epsilon}_s(t)$ и напряжения в образце $\sigma_s(t)$

$$\dot{\epsilon}_s(t) = \frac{c}{L_0} [\epsilon^I(t) - \epsilon^R(t) - \epsilon^T(t)],$$

$$\sigma_s(t) = \frac{ES}{2S_0} [\epsilon^I(t) + \epsilon^R(t) + \epsilon^T(t)],$$

$$\dot{\epsilon}^I(t) + \epsilon^R(t) = \epsilon^T(t), \quad (5)$$

где c и E — скорость звука и модуль Юнга материала опорного и передающего стержней; L_0 и S_0 , S — длина и площадь поперечного сечения образца (индекс “0” соответствует начальным значениям); ϵ^I , ϵ^R и $\epsilon^T(t)$ — падающий, отраженный и прошедший импульсы деформации, регистрируемые с помощью тензодатчиков на передающем (ϵ^I , ϵ^R) и опорном (ϵ^T) стержнях.

Уравнения (5) выводятся из рассмотрения перемещения концов образца при предположениях 1) о малости времени прохождения им-

пульса по образцу в сравнении с его общей длительностью и 2) об однородности распределения напряжений и деформаций вдоль образца и соответственно о равенстве сил на обоих концах образца. При этом первое предположение в той или иной степени оправдывается выбором малой длины образца L_0 по сравнению с длиной импульса. Второе же предположение фактически игнорирует вклад гидродинамических сил, возникающих при поперечном растекании образца, в общее усилие деформирования. Действительно, внутренняя противоречивость уравнений (5) заключается в том, что, извлекая по первому и второму уравнениям (5) информацию о процессе необратимого пластического деформирования образца, делается исходное предположение, согласно третьему уравнению, что с образцом необратимых изменений не происходит (!).

На самом деле даже при квазистационарном режиме пластического растекания образца средние напряжения на его концах должны различаться, при “однонаправленном” нагружении — на величину “нескомпенсированного” гидродинамического давления $\rho(v_1 - v_2)^2 = \rho c^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 = \rho c^2(\varepsilon^I + \varepsilon^R - \varepsilon^T)^2 \neq 0$ в соответствии с законом сохранения импульса [9]. Поскольку $v_1 - v_2 = -L\dot{\varepsilon}_s$, то это различие тем больше, чем выше скорость деформирования. Соответственно второе и третье уравнения в (5) приобретают “гидродинамические” поправки второго приближения

$$\sigma_s \cong \frac{ES}{2S_0}(\varepsilon^I + \varepsilon^R + \varepsilon^T) - \rho L^2 \dot{\varepsilon}_s^2,$$

$$\varepsilon^I + \varepsilon^R \cong \varepsilon^T + \frac{\rho L^2}{ES} \dot{\varepsilon}_s^2, \quad (6)$$

где $\dot{\varepsilon}_s$ определено по-прежнему первым уравнением в (5).

Следующая поправка (к величине $\dot{\varepsilon}_s$), относящаяся к учету эффектов нестационарности, связанная с неоднородностью $\dot{\varepsilon}_s$ вдоль образца и существенная в основном на фронтах импульсов, не может быть выведена простым способом. Однако признание существования этой поправки естественным образом определяет надлежащий способ синхронизации импульсов ε^I , ε^R и ε^T на временной шкале при расчетах по уравнениям (5) или (6): начало импульса ε^T должно быть сдвинуто относительно совмещенных начал импульсов ε^I и ε^R на величину $\simeq L_0/c_s$ (c_s — скорость звука в образце). Этот способ размещения импульсов в случае плавных фронтов бывает затруднителен, поэтому можно предложить другой, основанный на опыте способ — размещение вариаций импульсов ε^R и ε^T относительно импульса ε^I таким образом, чтобы вычисляемая по первому уравнению (5) полная остаточная деформация

$\varepsilon_s = \int_0^\infty \dot{\varepsilon}_s dt$ совпадала с определяемой из опыта; конечно, этот трудоемкий способ желательно автоматизировать с помощью ЭВМ.

Оценка величин поправок согласно (6) показывает, что вычисляемое по (5) из опытных данных резкое, нелинейное возрастание напряжений деформирования при скоростях $\dot{\varepsilon} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ и выше есть следствие прежде всего неучета гидродинамического вклада в продольные усилия; за вычетом этого вклада увеличение напряжений пластического

деформирующая должно отвечать в принципе вязкостной составляющей $\mu \dot{\epsilon}_p \simeq \mu \dot{\epsilon}_s$. Вопрос же о возможном повышении предела текучести σ_y материалов, на которое также указывается в некоторых работах по методу РСГ, соотносится в основном с проблемой правильного учета нестационарных движений, возникающих при нагружении образца импульсом с достаточно крутым передним фронтом. Ясно, однако, что предложенные выше способы синхронизации импульсов на временной шкале приведут к уменьшению определяемых пределов текучести по сравнению с величинами, определенными при общепринятых способах синхронизации согласно третьему из уравнений (5). Следует отметить, что с учетом рассмотренных поправок и при вычете вязкостной добавки $\mu \dot{\epsilon}_p$ динамические диаграммы деформирования $\sigma(\epsilon)$ будут более близко соответствовать статическим диаграммам, чем известные из многих работ по методу РСГ.

3) Самым достоверным, по-видимому, методом определения динамического предела текучести σ_y^{∂} считается метод "пропускания короткого импульса" через (цилиндрический) стержень, предложенный в [13]. В этом методе короткий интенсивный импульс с длительностью $\gtrsim 10^{-6}$ с подводится (или создается ударом) к концу длинного стержня из исследуемого материала и величина σ_y^{∂} определяется по амплитуде импульса после его выхода из пластически деформируемой в упругодеформируемую область стержня с пренебрежимо малым затуханием и дисперсией. С помощью этого метода установлено [12,13], что величины σ_y^{∂} для ряда материалов (алюминий и его сплавы, железо, стали разных составов и др.) существенно — до 2-3 раз — превышают значения статических пределов текучести σ_y^s при достаточной интенсивности подводимого импульса.

Затухание первоначального импульса в пластической области вполне аналогично рассмотренному выше затуханию нестационарного предвестника до уровня упругого предвестника σ_y , поэтому эти результаты, казалось бы, подтверждают представления о повышении предела текучести в динамических условиях. Однако необходимо иметь в виду малую длительность применяемых в методе коротких импульсов. Вследствие этого линейное уравнение движения стержня

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

становится неточным и следует рассматривать полные уравнения осесимметричного движения упругой среды [1,14]. Из уравнения движения для продольной компоненты смещения [14] $u = u(x - ct)$ для поверхности $r = R_0$ нетрудно получить с учетом граничных условий на боковой поверхности цилиндра $\sigma_{xr}, \sigma_{rr}(r = R_0) = 0$ равенство

$$(\kappa + 2G - \rho c^2) \frac{\partial u}{\partial x} + \kappa \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \right) = 0 \quad (r = R_0),$$

где u_r — радиальная компонента смещения, κ и G — коэффициенты Ламе.

Тогда для продольной компоненты напряжения

$$\sigma_x = (\kappa + 2G) \frac{\partial u}{\partial x} + \kappa \left(\frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} \right)$$

на поверхностиности $r = R_0$ получается равенство

$$\sigma_x = \rho c^2 \frac{\partial u}{\partial x} = \rho c^2 \varepsilon_x = \left(\frac{c}{c_0} \right)^2 E \varepsilon_x \quad \left(c_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \right). \quad (7)$$

Здесь скорость волны c следует определять из дисперсионной зависимости $c = c(R_0/\lambda)$ (или на опыте). В частном случае стальных стержней (коэффициент Пуассона $\nu = 0.29$) и коротких импульсов длиной $\lambda \lesssim (3-4)R_0$ получаем, согласно известной зависимости $c(R_0/\lambda)$ [1], оценку $\sigma_x \approx 0.35 E \varepsilon_x$ вместо применяемого при определении σ_x (по показаниям тензодатчиков, наклеенных на боковую поверхность стержней) в [12,13] равенства $\sigma_x = E \varepsilon_x$.

Отсюда ясно, что действительные величины σ_y^∂ в [12,13] с учетом рассмотренной поправки становятся практически равными величинам σ_y^s . Этот вывод проверен нами и экспериментально: зависимость $\sigma_y^\partial(R_0)$ (здесь $\sigma_x = E \varepsilon_x$), полученная в наших опытах по короткому удару ($\lambda = \text{const} \approx 30$ мм) стержней из армко-железа разных радиусов R_0 (рис. 2), при экстраполяции $R_0 \rightarrow 0$ дает значение $\sigma_y^\partial \approx 300$ МПа, практически равное величине σ_y^s для армко-Fe. Фактически полученная кривая $\sigma_y^\partial(R_0) = E \varepsilon_x$ отвечает дисперсионной зависимости $c(R_0/\lambda)$ при $\lambda = \text{const}$ и $R_0 = \text{var}$, причем при экстраполяции $R_0 \rightarrow \infty$ получается примерно “кажущееся” значение $\sigma_y^\partial \approx 2.8 \sigma_y^s$ в соответствии с приведенной выше оценкой.

Таким образом, базовые уравнения рассмотренных методов динамических испытаний требуют учета поправок, которые ведут в конечном счете к близкому соответствию динамических напряжений пластического сдвига статическим. С нашей точки зрения, в условиях квазистационарного деформирования при наличии свободных (боковых) границ нет других физических причин изменения напряжений деформирования, кроме вязкостной добавки $\mu \dot{\varepsilon}_p$. Предположение о возможности некоторого иного механизма увеличения напряжений с ростом $\dot{\varepsilon}_p$ означало бы фактически признание существования скоростной зависимости потенциалов межатомных взаимодействий, что, конечно, физически недопустимо. Влияние температурных эффектов деформирования, например, адиабатического разогрева полос скольжения при высоких скоростях $\dot{\varepsilon}_p$, можно трактовать в терминах уменьшения коэффициента вязкости μ и соответственно снижения вязкостной добавки $\mu \dot{\varepsilon}_p$; общий разогрев деформируемого материала также может вести лишь к уменьшению напряжений деформирования. При этом поскольку основной разогрев является именно следствием пластического деформирования, то предел текучести σ_y не может зависеть от скорости $\dot{\varepsilon}$.

В заключение сделаем общие замечания по вопросу о возможности пластического деформирования в условиях $S = \text{const}$, т. е. в плоских волнах одноосного деформирования (сжатием); для этой ситуации при принятой реологической модели (рис. 1) уравнения движения (4) следуют непосредственно из (1) без принятых допущений. Работы Бриджмена и его последователей (см., например, [15,16]) свидетельствуют об увеличении предела текучести материалов при увеличении

гидростатической компоненты сжатия тензора напряжений (в статических условиях), что согласуется с принципом Ле-Шателье в силу известного разуплотнения материала при размножении дислокаций на пределе текучести. Отсюда возможность или невозможность пластических сдвигов в волне одноосного сжатия определяется меньшим или большим темпом роста предела текучести $\sigma_y(\varepsilon_x)$ в сравнении с известным темпом роста сдвигового напряжения $(\sigma_x - \sigma_y) = 2G\varepsilon_x$ [2] при увеличении интенсивности воздействия. Нам представляется достаточно вероятной ситуация, особенно для "хороших", неспособных к необратимому уплотнению веществ, при которой пластические сдвиги в плоских волнах сжатия не могут происходить. В этом смысле принятый для обозначения известной двухволновой структуры фронта волны нагружения [2,17] термин "упругопластический" может выделить другие возможные причины возникновения и затухания так называемого "упругого предвестника Гюгонио", кроме обычно предполагаемых в литературе. Заметим для примера, что "пластическая" составляющая волны нагружения является по крайней мере в основном обратимой, а наличие следов сдвигов в зоне фронтального нагружения может быть связано с деформированием не на фронте нагружения, а при разгрузке или последующих реверберациях импульса воздействия (в силу ограниченных по необходимости размеров образцов). Известны также опытные факты [17], не согласующиеся с представлениями об упругопластическом характере волны сжатия. В настоящее время пока недостаточно данных для достоверных заключений о природе двухволновой структуры плоских волн сжатия в твердых телах, а отождествление амплитуды предвестника Гюгонио с пределом текучести материала преждевременно.

Список литературы

- [1] Кольский Г. Волны напряжений в твердых телах. М., 1955. 192 с.
- [2] Николас Т. // Динамика удара. М., 1985. С. 47-109.
- [3] Витман Ф.Ф., Степанов В.А. // Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.;Л., 1959. С. 207-221.
- [4] Алексеевский В.П. // ФГВ. 1966. № 2. С. 99-106.
- [5] Тейт А. // Механика (сб. переводов). 1968. № 5. С. 125-137.
- [6] Златин Н.А. // Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М., 1974. С. 194-240.
- [7] Емельянов Ю.А., Симани А.Б. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 7. С. 87-97.
- [8] Емельянов Ю.А., Козачук А.И., Пугачев Г.С. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 8. С. 68-77.
- [9] Седов Л.И. Механика сплошной среды. М., 1970. Т. 2. 568 с.
- [10] Николас Т. // Динамика удара. М., 1985. С. 198-256.
- [11] Уилкинс М.Л., Гуинан М.У. // Механика. 1973. № 3. С. 112-128.
- [12] Полосаткин Г.Д., Кудряшова Л.А., Глазков В.М. // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. 1966. № 5. С. 121-124.
- [13] Витман Ф.Ф., Иоффе Б.С., Пугачев Г.С. // ФММ. 1963. Т. 10. № 3. С. 435-444.
- [14] Сагомоян А.Я. Волны напряжения в сплошных средах. М., 1985. 416 с.
- [15] Бриджмен П. Исследования больших пластических деформаций и разрыва. М., 1955. 444 с.
- [16] Верещагин Л.Ф., Зубова Е.В. // ДАН СССР. 1960. Т. 134. № 4. С. 787-795.
- [17] Канель Г.И., Фортвов В.Е. // Успехи механики. 1987. Т. 10. № 3. С. 3-81.