



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

П. А. Моссаковский, О новой формулировке постулата изотропии,
Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Матем., мех.,
1996, номер 5, 68–74

<https://www.mathnet.ru/vmumm2057>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.173

27 апреля 2025 г., 10:45:12



Пример, иллюстрирующий близость дискретного и двухполевого решений, представлен на рис. 2. Из рисунка видно, что введение двух полей для описания смещений отражает характерную с физической точки зрения черту деформированного состояния системы, заключающуюся в том, что стержни разделяются на две группы: сжатые и растянутые относительно осредненных смещений w . Некоторые вопросы математического обоснования многополевого подхода в моделировании краевых эффектов рассмотрены в [5].

В заключение отметим, что представленная система является модельной для ряда макро- и микросистем, в частности, она служит простейшей структурной моделью прослойки при моделировании разрушения при отрыве.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ломакин В. А. Статистические задачи механики твердого деформируемого тела. М., 1970.
2. Ильюшина Е. А. К построению теории упругости неоднородных твердых тел с микроструктурой: Канд. дис. М., 1977.
3. Васильев А. А. Моделирование деформируемых тел с внутренней структурой в задачах динамики и устойчивости: Канд. дис. Тверь, 1993.
4. Короткина М. Р. Построение граничных операторов для линейной цепочки частиц//Упругость и неупругость. М., 1987. 23—30.
5. Васильев А. А. К определению эффективных характеристик фильтра частот одномерной упругодеформируемой системы с микроструктурой//Физическая механика. Тверь, 1993. 63—67.

Поступила в редакцию
09.02.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 1, МАТЕМАТИКА. МЕХАНИКА. 1996. № 5

УДК 539.3

П. А. Моссаковский

О НОВОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ ПОСТУЛАТА ИЗОТРОПИИ

Постулат изотропии, положенный в основу теории упругопластических процессов Ильюшина [1—8], в своей содержательной части представляет собой экспериментально установленный физический закон, значение которого выходит за рамки области малых деформаций. В работах [9—12] приведены варианты математически непротиворечивых формулировок постулата без ограничений на величину деформаций. Обобщение получено формальной заменой тензора малых деформаций соответствующей тензорной мерой деформированного состояния яуманновского типа. Отсутствие обоснованной процедуры выбора такой меры приводит к неопределенности в формулировке постулата изотропии при конечных деформациях.

В настоящей работе предлагается усиленный вариант постулата изотропии, в соответствии с которым образ процесса деформации (модуль и углы ориентации вектора напряжения в естественном пятиграннике Френе траектории деформации) мало изменяется (устойчив) при малых возмущениях параметров внутренней геометрии траектории деформации. При малых деформациях это свойство по существу равносильно классическому постулату и согласуется со всеми известными многочисленными экспериментально-теоретическими исследованиями, проведенными в рамках теории упругопластических процессов [4—8],

а при конечных деформациях существенно ограничивает неопределенность в формулировке постулата и делает тем самым реальным его экспериментальную проверку.

1. При обобщении основных понятий и построений теории упруго-пластических процессов на область произвольных пластических деформаций в основном будем следовать формализму, принятому в работах [9—13]. Для обозначения тензоров и пятимерных векторов используем жирный шрифт. Физические процессы, задаваемые аффинором \mathbf{A} , считаем склерономными и изотермическими, упругие деформации — малыми, материал — несжимаемым.

Первая проблема, которая возникает при обобщении основных построений теории упругоэластических процессов на область конечных деформаций, — это вопрос неединственности кинематического описания (выбора подходящей меры деформации). К тензорным мерам напряжений и деформаций, на базе которых может быть построено изотропное изображающее векторное пространство, предъявляются следующие требования: 1) меры деформированного (напряженного) состояния являются симметричными тензорами, шаровые и девиаторные части которых описывают объемные и сдвиговые деформации (напряжения); 2) работа вектора напряжений на траектории деформации равна удельной работе сдвиговых напряжений на физическом процессе деформаций; 3) выбранные меры преобразуются в обычные при малых деформациях.

Как показано в [13], этим требованиям удовлетворяет континуальный класс левых¹ неголономных мер (тензоров) деформаций \mathbf{M}_α , энергетически сопряженных с тензором напряжений Коши и определяемых как решение эволюционного уравнения

$$(\dot{\mathbf{M}})_\alpha = \mathbf{V}, \quad \mathbf{M}|_{t=0} = \mathbf{0}, \quad (1)$$

$\mathbf{V} = (\dot{\mathbf{A}}\mathbf{A}^{-1})_s$ — симметричный тензор скорости деформаций; $(\dot{\quad})_\alpha$ — оператор коротационного дифференцирования, индуцируемый кососимметричным тензором (спином) \mathbf{W}_α :

$$(\dot{\quad})_\alpha = (\dot{\quad}) - \mathbf{W}_\alpha(\quad) + (\quad)\mathbf{W}_\alpha, \quad (2)$$

$(\dot{\quad})$ — производная по времени t . Будем говорить, что мера \mathbf{M}_α индуцирована спином \mathbf{W}_α , дабы подчеркнуть тот факт, что произвол в выборе меры (1) возможен только за счет неоднозначности в выборе спина. Далее под классом допустимых спинов будем подразумевать соответствующий класс индуцированных ими мер.

До недавнего времени в уравнениях состояния применялись операторы (2) с наиболее «естественными» кососимметричными тензорами \mathbf{W} и \mathbf{W}_0 , такими, что $\mathbf{W} = (\dot{\mathbf{A}}\mathbf{A}^{-1})_a$, $\mathbf{W}_0 = \overline{\mathbf{R}}\mathbf{R}^\top$, $\mathbf{A} = \mathbf{R}\mathbf{X} = \mathbf{Y}\mathbf{R}$, $\mathbf{X} = \lambda_i \bar{q}^i \bar{q}^i$,

$$\mathbf{Y} = \lambda_i \bar{p}^i \bar{p}^i, \quad \mathbf{R} = \bar{p}_i \bar{q}^i.$$

Материальные спины \mathbf{W} и \mathbf{W}_0 связаны выражением [14]

$$\mathbf{W}_0 = \mathbf{W} - \mathbf{R}(\dot{\mathbf{X}}\mathbf{X}^{-1})_a \mathbf{R}^\top = \mathbf{W} - \frac{\lambda_i - \lambda_j}{\lambda_i + \lambda_j} v_{ij} \bar{p}^i \bar{p}^j, \quad (3)$$

$$v_{ij} = \bar{p}_i \mathbf{V} p_j.$$

Общий класс допустимых в уравнениях состояния операторов (2) и тензоров деформаций (1) с указанием их основных свойств построен

¹ А также изоморфный класс их правых аналогов.

в [13]. Можно показать, что общее выражение для допустимых (материальных) спинов имеет такую же структуру, как и в (3), и может быть записано в виде суммы:

$$W_\alpha = W - R\Omega R^T, \quad (4)$$

где Ω — произвольный правый кососимметричный функционал. В последнее время рядом авторов [15—17] развивается подход, в котором второе слагаемое в (4), называемое пластическим спином W^p , определяется из дополнительного феноменологического соотношения, включаемого в полную систему уравнений состояния материала.

Внутри общего класса операторов (2) и тензоров деформаций (1), индуцируемых спинами (4), укажем важный для дальнейшего изложения подкласс, определяемый вращением произвольно выбранного в теле физически ориентированного репера, построенного на векторах косоугольного лагранжева базиса в текущей конфигурации Ω_t в соответствии с формулами [3]:

$$\bar{k}_1^3 = \frac{\bar{\vartheta}_1}{\sqrt{g_{11}}}, \quad \bar{k}_2^3 = \frac{g_{11}\bar{\vartheta}_2 - g_{12}\bar{\vartheta}_1}{\sqrt{g_{11}(g_{11}g_{22} - g_{12}^2)}}, \quad \bar{k}_3^3 = \frac{\bar{\vartheta}_3}{\sqrt{g^{33}}}; \quad (5)$$

$$\bar{\vartheta}_i = A\bar{e}_i, \quad g_{ij} = \bar{\vartheta}_i\bar{\vartheta}_j, \quad g^{ij} = \bar{\vartheta}^i\bar{\vartheta}^j$$

(\bar{e}_i — произвольный прямоугольный декартов репер в недеформированной конфигурации Ω_0). Угловая скорость поворота физически ориентированного репера определяет спин W_3 , выражение для которого может быть легко получено из (5):

$$W_3 = W - (-1)^j v_{ij} (\bar{k}_i^3 \bar{k}_j^3 - \bar{k}_j^3 \bar{k}_i^3), \quad i < j, \quad (6)$$

$$v_{ij} = \bar{k}_i^3 \mathbf{V} \bar{k}_j^3.$$

Поставим в соответствие физическому процессу A некоторую меру деформации M_α . Изоморфизм \mathcal{L} [3], преобразующий девиаторы тензоров M_α и S в пятимерные векторы $\bar{m}_\alpha, \bar{\sigma}_\alpha$:

$$\bar{m}_\alpha = \mathcal{L}_\alpha(M_\alpha), \quad \bar{\sigma}_\alpha = \mathcal{L}_\alpha(S), \quad \bar{z} = \mathcal{L}_\alpha(Z),$$

$$\bar{z} = z_k \bar{n}_k, \quad k = 1, 5; \quad z = Z_{ij} \bar{k}_\alpha^i \bar{k}_\alpha^j, \quad z_1 \bar{z}_2 = Z_1 Z_2; \quad (7)$$

$$z_1 = \sqrt{\frac{3}{2}} Z_{11}, \quad z_2 = \sqrt{2} \left(Z_{22} + \frac{1}{2} Z_{11} \right), \quad z_3 = \sqrt{2} Z_{12}, \dots,$$

строится в подвижном репере $\bar{k}_i^\alpha : \dot{\bar{k}}_i^\alpha - W_\alpha \bar{k}_i^\alpha, \quad \bar{k}_i^\alpha|_{t=0} = \bar{e}_i \quad (\bar{k}_i^\alpha \equiv \bar{k}_i^t), \quad W_\alpha$ — индуцирующий меру M_α спин.

Понятия: траектория деформации (формальный процесс), образ процесса и связанные с ними построения (репер Френе, длина дуги и кривизны, угол сближения и так далее) — полностью аналогичны соответствующим понятиям и построениям теории упругопластических процессов.

Векторный процесс (траектория) деформаций вполне характеризуется эволюцией репера Френе \bar{p}_k , которая определяется уравнением

$$\bar{p}'_k = -\kappa_{k-1} \bar{p}_{k-1} + \kappa_k \bar{p}_{k+1}, \quad \kappa_0 = \kappa_5 = 0, \quad \kappa_1 = \kappa, \quad \kappa_2 = k, \quad (8)$$

()' означает дифференцирование по длине дуги траектории деформации

ции $\bar{\mathbf{m}}$; $\dot{s} = |\mathbf{V}|$; s , κ , k — длина дуги, главные кривизна и крутка траектории деформации соответственно.

Представим вектор напряжения σ в естественном пятиграннике Френе:

$$\bar{\sigma} = \sigma \cos \vartheta^k \bar{\rho}_k. \quad (9)$$

Постулат изотропии может быть записан в форме векторного тождества [3]

$$\bar{\sigma} (\mathcal{O} \bar{\mathbf{m}}) = \mathcal{O} \bar{\sigma} (\bar{\mathbf{m}})$$

(\mathcal{O} — произвольный постоянный ортогональный тензор в \mathcal{E}^5), приводящего к системе скалярных соотношений

$$\sigma = \sigma (s_1 \kappa_i), \quad \vartheta^k = \vartheta^k (s_1 \kappa_i). \quad (10)$$

Экспериментально-теоретические исследования, проведенные в рамках теории упругопластических процессов при малых деформациях, подтверждают справедливость постулата для различных сред (в том числе и для большинства металлов) с известным допуском, не превышающим обычно 10—15% [4—8]. В опытах на плоских траекториях деформаций в пределах того же допуска было обнаружено более сильное свойство: функции $\sigma_\alpha(s)$, $\vartheta_\alpha^k(s)$, являющиеся реализацией соответствующих функционалов σ , ϑ^k вдоль некоторой траектории $\bar{\mathbf{m}}_\alpha$, мало изменяются (тождественны по допуску) при ее замене на траекторию

$\bar{\mathbf{m}}_\beta$ близкой кривизны $\left(|\kappa_i^\alpha - \kappa_i^\beta| \ll \frac{1}{\lambda}, \lambda \right.$ — след запаздывания, материальная константа, равная $2 \div 10 \varepsilon_s$)². Это свойство устойчивости позволяет в более широком смысле, чем это следует из постулата изотропии, классифицировать траектории деформации (траектории малых, средних и больших кривизн [1]).

2. При конечных деформациях ввиду неоднозначности кинематического описания траектории деформации, отвечающие одному и тому же физическому процессу, имеют, вообще говоря, различную внутреннюю геометрию³. Поэтому возникает вопрос о существовании физически непротиворечивых формулировок постулата в достаточно широком подклассе тензорных мер (1). С целью достижения прогресса на этом пути приведем формулировку менее чувствительного к форме траектории варианта постулата изотропии, обобщающего отмеченное в предыдущем пункте свойство устойчивости.

Образ процесса деформации (σ, ϑ^k) устойчив по отношению к малым возмущениям параметров внутренней геометрии траектории деформации. Другими словами, найдутся такие материальные константы δ^{κ_i} , что для любых двух траекторий $\bar{\mathbf{m}}_\alpha$ и $\bar{\mathbf{m}}_\beta$, кривизны⁴ которых κ_i^α , κ_i^β попадают в «вилку»

$$|\kappa_i^\alpha - \kappa_i^\beta| \ll \delta^{\kappa_i}; \quad \delta^{\kappa_i} \equiv \kappa_x = \frac{1}{\lambda}, \quad (11)$$

² Для большинства металлов при нормальной температуре $\lambda \sim 10^{-2}$, так что порядок различия в кривизнах физически эквивалентных процессов может достигать десятков.

³ Имеющиеся инвариантные характеристики траекторий — длина дуги и угол излома касательного вектора [12].

⁴ В точках неаналитичности траектории деформации кривизны следует заменить их обобщенными аналогами (углами излома касательного вектора, вектора бинормали и так далее).

функции σ_α , σ_β и ϑ_α^k , ϑ_β^k (значения соответствующих функционалов на траекториях) удовлетворяют условиям

$$|\sigma_\alpha - \sigma_\beta| < \varepsilon \sigma_\alpha, \quad |\vartheta_\alpha^k - \vartheta_\beta^k| < \varepsilon$$

(принятый допуск $\varepsilon \sim 10^{-1}$).

Отметим некоторые следствия из этого варианта формулировки постулата изотропии. В первую очередь из нее следует (в рамках принятого допущения) утверждение основного постулата (10) — в этом смысле это усиленная формулировка; траектории с близкими параметрами внутренней геометрии (11) можно считать физически эквивалентными ввиду равенства на них материальных функционалов σ , ϑ^k . Отсюда, в частности, следует тождественность уравнений состояния (9) и (10) для плоских процессов деформаций и процессов с малой кривизной, процессов малой кривизны и лучевых и так далее. При конечных деформациях новая формулировка приводит к принципиальной возможности построения физически непротиворечивого аналога теории упругопластических процессов в представительном классе тензорных мер (1).

3. Проведем сравнительный анализ основных параметров внутренней геометрии траекторий \bar{m}_α и \bar{m}_β , построенных в соответствии с выбором мер M_α и M_β и отвечающих одному и тому же физическому процессу A .

Утверждение 1. 1. Два векторных процесса \bar{m}_α и \bar{m}_β физически неразличимы по главной кривизне, если индуцирующие их спины W_α и W_β удовлетворяют неравенству

$$|\Delta_{\alpha\beta}| \ll \kappa_x \equiv \frac{1}{\lambda}, \quad \Delta_{\alpha\beta} = \frac{W_\alpha - W_\beta}{|V|}. \quad (12)$$

2. Если в дополнение к (12) выполнено условие

$$\frac{|(\Delta_{\alpha\beta})_\alpha|}{\left| \left(\frac{|V|}{|V|} \right)_\alpha \right|} \sim |\Delta_{\alpha\beta}|, \quad (13)$$

то справедливы оценки

$$\kappa^\beta = \kappa^\alpha + \mu \kappa_\mu, \quad |\kappa_\mu| \leq \kappa_x,$$

$$k^\beta = k^\alpha = \mu k_\mu, \quad |k_\mu| \leq |k^\alpha| \frac{\kappa_x}{|\kappa_\alpha|} \mathcal{O} \left(\frac{|\kappa_\alpha|}{|k_\alpha|}, \frac{|\kappa'_\alpha|}{|\kappa_\alpha k_\alpha|} \right),$$

где $\mu = \sup_A |\Delta_{\alpha\beta}|$ — малый параметр.

Доказательство⁵. Из соотношений (8) и свойств изоморфизма (7) имеем цепочку равенств $\dot{\bar{m}}_\alpha = \mathcal{L}_\alpha(V)$, $\dot{\bar{m}}_\beta = \mathcal{L}_\beta(V)$,

$$\bar{m}_\alpha = \kappa_\alpha^2 \bar{p}_2^\alpha = \mathcal{L}_\alpha \left(\frac{1}{|V|} \left(\frac{V}{|V|} \right)_\alpha \right), \quad \bar{m}_\beta = \kappa_\beta^2 \bar{p}_2^\beta = \mathcal{L}_\beta \left(\frac{1}{|V|} \left(\frac{V}{|V|} \right)_\beta \right),$$

$$\mathcal{L}_\beta \left(\frac{1}{|V|} \left(\frac{V}{|V|} \right)_\beta \right) = \mathcal{L}_\beta \left(\frac{1}{|V|} \left(\frac{V}{|V|} \right)_\alpha \right) +$$

$$+ \mathcal{L}_\beta \left(\Delta_{\alpha\beta} \frac{V}{|V|} - \frac{V}{|V|} \Delta_{\alpha\beta} \right).$$

⁵ Из-за громоздкости выкладок приведем доказательство только первой части утверждения.

Требуемая оценка теперь получается из неравенства треугольника

$$\begin{aligned} ||\kappa^\alpha| - |\kappa^\beta|| &\leq |\kappa^\alpha \bar{p}_2^\alpha - \mathcal{L}_\alpha \mathcal{L}_\beta^{-1} (\kappa^\beta \bar{p}_2^\beta)| = \\ &= \left| \Delta_{\alpha\beta} \frac{V}{|V|} - \frac{V}{|V|} \Delta_{\alpha\beta} \right| \leq 2 |\Delta_{\alpha\beta}|. \end{aligned}$$

Утверждение 2. Кососимметричные тензоры W , W_0 , W_s удовлетворяют условию (12), а W и W_s — еще и условию (13).

Доказательство. Из (3) и (6) получаем

$$W - W_0 = \frac{\lambda_i - \lambda_j}{\lambda_i + \lambda_j} v_{ij} \bar{p}^i \bar{p}^j, \quad |W - W_0| \leq |V|;$$

$$W - W_s = (-1)^j v_{ij} (\bar{k}_i^3 \bar{k}_j^3 - \bar{k}_i^3 \bar{k}_i^3), \quad |W - W_s| \leq |V|.$$

Следствие 1. Траектории деформации \bar{m}_α и \bar{m}_β , соответствующие тензорам деформации M_α , M_β из подклассов (12) общего класса (1) таких мер, физически эквивалентны. Это свойство обеспечивает инвариантную формулировку расширенного варианта постулата изотропии в пределах таких подклассов.

2. Подклассы (12) достаточно представительны. В частности, тензоры деформации M , M_0 , M_s , индуцированные соответствующими спинами W , W_0 , W_s , принадлежат одному подклассу.

В заключение сделаем одно замечание. Для экспериментального построения материальных функционалов σ , θ^k в уравнениях состояния (9), (10) необязательно строить характерные траектории (лучевые, двухзвенники и т. п.) в пространстве выбранной меры деформаций — соответствующая программа для управляющих параметров экспериментальной установки может оказаться неоправданно сложной или вообще нереализуемой. Другой путь — выбрать наиболее удобную с точки зрения реализации эксперимента тензорную меру деформации из допустимого подкласса. Так, если в уравнениях состояния используются тензоры деформации из рассмотренного выше подкласса (M , M_0 и другие им эквивалентные), материальные функционалы σ и θ^k могут определяться из стандартных (P, M, p)-экспериментов на толсто-стенном (или сплошном) круговом цилиндрическом образце с применением общей методики [18]. Для этого следует выбрать меру деформации, построенную на физически ориентированном репере \bar{k}_i^3 , расположив орты \bar{k}_1^3 и \bar{k}_2^3 в плоскости поперечного сечения образца. Приведем ненулевые компоненты этой меры в естественных лагранжевых координатах (r, θ, z) при обычных кинематических гипотезах:

$$L = \delta L_0, \quad \Theta = \theta + \frac{rz}{L_0} \psi, \quad R = \frac{1}{\sqrt{\delta}} R_0, \quad M_{ij} = \int_0^t v_{ij} d\tau, \quad v_{ij} = \bar{k}_i^3 \mathbf{V} \bar{k}_j^3,$$

$$M_{zz} = -2M_{rr} = -M_{\theta\theta} = \ln \delta; \quad M_{z\theta} = \frac{1}{2} \frac{R_0}{L_0} \int_0^t \frac{\dot{\psi} d\tau}{\delta^{3/2}},$$

где ψ и δ — угол закручивания поперечного сечения и осевое удлинение соответственно (кинематические параметры экспериментальной установки).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильющин А. А. О связи между напряжениями и малыми деформациями в механике сплошных сред//Прикл. матем. и механ. 1954. 18, № 6. 641—666.
2. Ильющин А. А. Пластичность. Основы общей математической теории. М., 1963.
3. Ильющин А. А. Механика сплошной среды. М., 1990.
4. Ленский В. С. Исследование пластичности металлов при сложном нагружении: Докт. дис. М., 1961.
5. Ленский В. С. Экспериментальная проверка основных постулатов общей теории упругопластической деформации//Вопросы теории пластичности. М., 1961. 58—82.
6. Васин Р. А. Некоторые вопросы связи напряжений и деформаций при сложном нагружении//Упругость и неупругость. М., 1971. 59—126.
7. Васин Р. А. Экспериментально-теоретическое исследование определяющих соотношений в теории упругопластических процессов: Докт. дис. М., 1987.
8. Ohashi Y. Effects of complicated deformation history on inelastic deformation behaviour of metals//Mem. Fac. Eng. Nagoya Univ. 1982. 31. N 1. 1—76.
9. Поздеев А. А., Трусов П. В., Няшин Ю. И. Большие упругопластические деформации: теория, алгоритмы, приложения. М., 1986.
10. Левитас В. И. Большие упругопластические деформации материалов при высоком давлении. Киев, 1987.
11. Маркин А. А. Вариант определяющих соотношений и постановка граничных задач при конечных упругопластических деформациях: Докт. дис. Тула, 1988.
12. Бровко Г. Л. Понятия образа процесса и пятимерной изотропии свойств материалов при конечных деформациях//Докл. АН СССР. 1989. 308. 565—570.
13. Бровко Г. Л. Материальные и пространственные представления определяющих соотношений деформируемых сред//Прикл. матем. и механ. 1990. 54. 814—824.
14. Dienes J. K. On the analysis of rotation and stress rate in deforming bodies//Acta mech. 1979. 32. 217—232.
15. Dafalias Y. F. Corotational rates for kinematic hardening at large plastic deformation//J. Appl. Mech. 1983. 50. 561—565.
16. Dafalias Y. F. The plastic spin//J. Appl. Mech. 1985. 52. 865—871.
17. Van der Giessen E., Wu P. D., Neale K. W. On the effect of plastic spin on large strain elastic-plastic torsion of solids bars//Int. J. Plast. 1992. 8. 773—801.
18. Васин Р. А., Ильющин А. А., Моссаковский П. А. Исследование определяющих соотношений и критериев разрушения на сплошных и толстостенных трубчатых цилиндрических образцах//Изв. РАН. Механ. твердого тела. 1994. № 2. 177—184.

Поступила в редакцию
05.05.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 1, МАТЕМАТИКА. МЕХАНИКА. 1996. № 5

УДК 539.374

А. В. Муравлев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛОВ ПЛАСТИЧНОСТИ ДЛЯ ТРАЕКТОРИЙ ДЕФОРМАЦИЙ ТИПА ДВУХЗВЕННЫХ ЛОМАНЫХ В ОПЫТАХ НА СПЛОШНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ

Рассматриваются три экспериментальные методики построения функционалов пластичности теории упругопластических процессов для траекторий деформаций типа двухзвенных ломаных в опытах на сплошных цилиндрических образцах кругового сечения, нагружаемых одновременно осевой силой и крутящим моментом по специально выбранным программам.

Для экспериментального построения функционалов пластичности теории упругопластических процессов обычно применяется методика, состоящая в нагружении тонкостенного трубчатого образца одновременно осевой силой, крутящим моментом и внутренним давлением [1]. Поскольку толщина образца по сравнению с его радиусом достаточно мала, неоднородностью распределения напряжений и деформаций по