Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

П. И. Краснощеков, А. Ф. Федотов, Упругие модули изотропных порошковых и пористых материалов, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2006, выпуск 43, 81–87

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu455>

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

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

Параметры загрузки:

IP: 35.173.219.12

26 апреля 2023 г., 14:23:41

УПРУГИЕ МОДУЛИ ИЗОТРОПНЫХ ПОРОШКОВЫХ И ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Предложена континуальная модель упругого порошкового материала, учитывающая его начальное несвязанное состояние. В основе модели лежит допущение о формировании в твердой фазе деформируемого и недеформируемого объемов. Осреднение локальных упругих характеристик выполняется либо по деформируемому объему в целом, либо по его части — деформируемому контактному объему. Получено хорошее соответствие расчетных значений эффективных упругих модулей пористых и порошковых материалов с экспериментальными данными.

В рамках континуальной теории упругое деформирование изотропных порошковых материалов описывается законом Гука:

$$\sigma_{ij} = K \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \left(\varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right), \quad (1)$$

где K , μ — модули объемного сжатия и сдвига; σ_{ij} , ε_{ij} — тензоры упругих напряжений и деформаций; ε_{kk} — объемная деформация; δ_{ij} — тензор Кронекера. Эффективные упругие модули K и μ находят при решении двух краевых задач об упругом деформировании представительной ячейки несплошного материала при действии всестороннего сжатия и чистого сдвига. Ячейка представляет собой тело простой формы с полостью. В известных моделях принимается, что упругому деформированию подвергается весь объем твердой фазы пористого тела [1, 2]. Поэтому объем материального каркаса ячейки полагается равным объему всего материала твердой фазы V_m , а объем полости — объему пор V_p . Для таких моделей при начальной плотности ρ_0 ячейка представляет собой механически устойчивую конструкцию и оказывает сопротивление деформации. Соответственно будут отличны от нуля модули упругости: $K(\rho_0) > 0$ и $\mu(\rho_0) > 0$. Однако несвязанные порошковые материалы в начальном насыпном состоянии начинают деформироваться при произвольно малых нагрузках. В этом случае согласно соотношению (1) бесконечно малыми должны быть модули объемного сжатия K и сдвига μ : $K(\rho_0) = 0$ и $\mu(\rho_0) = 0$. В настоящей работе предлагается континуальная модель упругого порошкового тела, учитывающая его начальное несвязанное состояние.

Макроскопические характеристики несплошных материалов получают в результате осреднения локальных характеристик по принятому представительному объему. Если принимается, что деформированию подвергается весь объем твердой фазы, то и статистическое осреднение также выполняется по всему объему твердой фазы. Деформирование порошковых материалов осуществляется через контактное взаимодействие частиц. Микронапряжения и микродеформации в этом случае сосредоточены в основном в объемах, прилегающих к поверхностям контакта частиц, и резко уменьшаются при удалении от них [3]. Поэтому примем, что деформированию подвергается не весь объем материала частиц V_m , а лишь его часть $V_d < V_m$, причем в начальном насыпном состоянии $V_d = 0$.

Выявление функциональной связи деформируемого объема с плотностью порошка связано с решением сложных краевых задач о законе распределения напряжений и деформаций в ансамбле контактирующих частиц разнообразной формы. Избежать этого можно в рамках статистического (вероятностного) рассмотрения характеристик порошковой среды [4, 5].

Рассмотрим изотропную порошковую среду в некоторый момент процесса ее уплотнения. Выделим внутри этой среды контрольный объем V . Пусть в контрольном объеме имеется объем V_m материала частиц, тогда относительная плотность среды будет равна

$$\rho = \frac{V_m}{V}. \quad (2)$$

Одновременно ρ представляет собой вероятность встречи произвольного пространственного элемента с материалом частиц [4, 5].

Пусть за время предшествовавшего уплотнения в контрольном объеме образовался объем V_d деформированного материала и его относительная доля ω в объеме материала V_m составляет

$$\omega = \frac{V_d}{V_m}. \quad (3)$$

Тогда относительная доля α деформированного объема V_d в контрольном объеме V будет равна

$$\alpha = \frac{V_d}{V} = \omega\rho. \quad (4)$$

Представим уплотнение порошковой среды как процесс добавления материала ее частиц в постоянный контрольный объем. Пусть в контрольный объем добавлен бесконечно малый объем материала dV_m . Добавление dV_m сопровождается как увеличением плотности, так и увеличением деформированного объема, и приращение деформированного объема dV_d будет функционально связано с добавляемым объемом dV_m . Так как различные точки порошковой среды статистически идентичны, то добавляемый объем dV_m может оказаться в любой точке контрольного объема. Вероятность встречи P_v объема dV_m с объемом материала частиц V_m согласно (2) равна $P_v = \rho$. Тогда функциональная связь приращения деформированного объема dV_d с объемом dV_m запишется следующим образом:

$$dV_d = \Phi(\rho)\rho dV_m, \quad (5)$$

где $\Phi(\rho)$ — функция, определяющая долю деформированного объема dV_d в добавляемом объеме dV_m . Можно ввести самые разнообразные физические модели процесса деформирования порошкового материала и соответствующие им функциональные зависимости $\Phi(\rho)$. Так как в начальном насыпном состоянии твердая фаза не деформирована, то функция $\Phi(\rho)$ должна быть выражена через прирост плотности $\Delta\rho = \rho - \rho_0$. Механические свойства порошковых тел достаточно хорошо описываются степенными зависимостями. Поэтому ограничимся степенной зависимостью для функции $\Phi(\rho)$:

$$\Phi(\rho) = A(\rho - \rho_0)^m, \quad (6)$$

где A, m — феноменологические константы. Частный случай $m = 0$ соответствует модели, когда доля деформированного объема dV_d в добавляемом объеме dV_m не зависит от текущей плотности порошкового тела. Именно этот вариант рассмотрен в работе [5].

При решении дифференциального уравнения (5) сначала объемы dV_d и dV_m отнесем к объему V_m и с учетом соотношения (3) уравнение (5) запишем следующим образом:

$$d\omega = \Phi(\rho)\rho \frac{dV_m}{V_m}. \quad (7)$$

Затем, используя зависимости (2) и (6), получим следующее дифференциальное уравнение:

$$d\omega = A(\rho - \rho_0)^m d\rho. \quad (8)$$

После интегрирования уравнения (7) имеем

$$\omega = \frac{A}{m+1}(\rho - \rho_0)^{m+1}. \quad (9)$$

Из соотношения (4) получим выражение для объемной доли деформированного материала в контрольном объеме V :

$$\alpha = \frac{A\rho}{m+1}(\rho - \rho_0)^{m+1}. \quad (10)$$

Для определения константы A используем значения ρ и α при полном уплотнении порошковой среды, когда $\rho = 1$ и $\alpha = 1$:

$$A = (m+1)(1 - \rho_0)^{-(m+1)}. \quad (11)$$

Окончательное выражение для относительной доли деформированного объема α в порошkovом теле имеет вид

$$\alpha = \rho \left(\frac{\rho - \rho_0}{1 - \rho_0} \right)^b, \quad (12)$$

где $b = m+1$ — эмпирическая константа. Полученная зависимость $\alpha(\rho)$ удовлетворяет граничным условиям для деформируемой порошковой среды — $\alpha(\rho_0) = 0$ и $\alpha(1) = 1$. Если допустить,

что в добавляемом объеме dV_m находится постоянная доля деформированного объема dV_d , то константа b будет равна $b=1$ и зависимость $\alpha(\rho)$ можно использовать для теоретической оценки свойств порошковых материалов.

Зависимость (12) определяет объем деформируемого материала в целом без конкретизации его местоположения внутри частиц порошка. Вместе с тем при описании свойств порошковых материалов широко используются [4, 5] относительное межчастичное контактное сечение

$$\alpha_{ks} = \frac{S_k}{S} \quad (13)$$

и относительный контактный объем

$$\alpha_k = \frac{V_k}{V}, \quad (14)$$

где S_k — площадь контактного сечения; S — площадь контрольной поверхности; V_k — контактный объем. Единичный контактный объем представляет собой цилиндр, основанием которого служит контактная поверхность частицы [4, 6]. Порошковое тело в целом состоит из хаотично ориентированных цилиндрических стержней, контактирующих своими основаниями и испытывающих однородную деформацию растяжения–сжатия (рис. 1 а).

Рассмотренную выше модель упругого деформирования несвязанных порошковых материалов обобщим на пористые материалы, у которых твердая фаза образует связанный непрерывный каркас. Деформируемый объем и его количественная мера α пористого тела идентичны соответствующим характеристикам порошкового тела. «Контактный» объем пористого тела представляет собой объем каркаса, образованного прямыми стержнями (рис. 1 б). У порошковых материалов контактное сечение и контактный объем являются минимальными геометрическими характеристиками твердой фазы. Соответственно для пористого тела сечение каркасных стержней равно минимальному сечению межпорового пространства.

Р и с. 1. Контактный объем в порошковом материале (а)
и «контактный» объем в пористом материале (б)

В рамках дискретно–контактной модели порошкового материала считается, что контактное сечение α_{ks} и прилегающий к нему контактный объем α_k численно равны между собой [4]. Это условие выполняется, если контрольный и контактный объемы представляют собой коаксиальные цилиндры одинаковой высоты. Итак, возможны два подхода к описанию свойств порошковых материалов: с использованием представительных объемов α или α_k . В работе [5] показано, что объем α и относительное контактное сечение α_{ks} связаны между собой соотношением

$$\alpha_{ks} = \rho \alpha. \quad (15)$$

С учетом зависимости (12) и численного равенства $\alpha_k = \alpha_{ks}$ получим выражение для относительной доли деформируемого контактного объема α_k :

$$\alpha_k = \rho^2 \left(\frac{\rho - \rho_0}{1 - \rho_0} \right)^b. \quad (16)$$

Аналогичная зависимость $\alpha_k(\rho)$ предложена в работе [4], причем показатель степени b в этой работе введен аксиоматически для аппроксимации экспериментальных зависимостей $\alpha_k(\rho)$.

Зависимости (12) и (16) удовлетворяют граничным условиям для порошков: $\alpha = 0$, $\alpha_k = 0$ при насыпной плотности ($\rho = \rho_0$) и $\alpha = 1$, $\alpha_k = 1$ для беспористого состояния ($\rho = 1$). Так как $\rho < 1$, то деформируемый контактный объем α_k является частью общего деформируемого объема α . Поэтому осреднение по объему α будет давать верхнюю, а по объему α_k — нижнюю оценку макроскопических свойств порошковых материалов.

Для нахождения эффективного модуля объемного сжатия K порошковое тело представим в виде шара радиусом R_2 , нагруженного гидростатическим давлением p . Эквивалентная представительная ячейка имеет форму равновеликой с шаром сферической оболочки с внутренним радиусом R_1 и с внешним радиусом R_2 . Материал сферы имеет упругие модули K_0 и μ_0 , идентичные упругим модулям материала частиц порошка. Объем сферической оболочки равен деформируемому объему V_d , а объем полости $V_n = V - V_d$, где V — полный объем порошкового тела.

Одно и то же среднее деформированное состояние порошкового тела и эквивалентной представительной ячейки обеспечивается при одинаковых перемещениях на их внешних границах [7]. Перемещение на внешней границе порошкового шара радиусом R_2 будет равно [8]

$$u_1 = -\frac{p}{3K} R_2. \quad (17)$$

Перемещение на внешней границе представительной ячейки радиусом R_2 составляет [8]

$$u_2 = -\frac{p}{4\mu_0} \frac{R_1^3 R_2}{R_2^3 - R_1^3} - \frac{p}{3K_0} \frac{R_2^3 R_2}{R_2^3 - R_1^3}. \quad (18)$$

Приравняв выражения (17) и (18), получим:

$$\frac{1}{3K} = -\frac{1}{4\mu_0} \frac{R_1^3}{R_2^3 - R_1^3} - \frac{1}{3K_0} \frac{R_2^3}{R_2^3 - R_1^3}. \quad (19)$$

Из геометрии представительной ячейки следует, что

$$\frac{R_1^3}{R_2^3 - R_1^3} = \frac{V - V_d}{V_d}, \quad \frac{R_2^3}{R_2^3 - R_1^3} = \frac{V}{V_d}. \quad (20)$$

Тогда соотношение (19) запишется следующим образом:

$$\frac{1}{K} = \frac{3}{4\mu_0} \frac{1 - \alpha}{\alpha} + \frac{1}{\alpha K_0}, \quad (21)$$

где $\alpha = \frac{V_d}{V}$ — доля деформируемого объема частиц. Выражая модуль объемного сжатия K_0 через модуль сдвига μ_0 и коэффициент Пуассона ν_0 материала твердой фазы, после преобразований имеем

$$K = \frac{4}{3} \mu_0 \frac{(1 + \nu_0) \alpha}{2(1 - 2\nu_0) + (1 + \nu_0)(1 - \alpha)}. \quad (22)$$

Если объем сферической ячейки принять равным всему объему твердой фазы V_m , получим

$$K = \frac{4}{3} \mu_0 \frac{(1 + \nu_0) \rho}{2(1 - 2\nu_0) + (1 + \nu_0)(1 - \rho)}. \quad (23)$$

Выражение (23) полностью совпадает с полученной в работе [7] зависимостью для эффективного модуля сжатия материала с произвольной пористостью.

Р и с. 2. Расчетная (а) и эквивалентная (б) представительные ячейки порошкового тела

Для нахождения эффективного модуля сдвига μ порошковое тело представим в виде куба, подвергнутого деформации чистого сдвига (рис. 2, а). Эквивалентную представительную ячейку возьмем в виде куба со сквозной полостью квадратного сечения (рис. 2, б). Модель пористого тела в виде куба, но с кубической полостью использовалась в работах [9, 10]. Чистому сдвигу соответствует случай комбинированного однородного растяжения или сжатия тела поверхностными напряжениями q в двух взаим-

но перпендикулярных направлениях. На границах тела поверхностные напряжения должны быть равны внутренним напряжениям. Соответственно на внутренней поверхности полости также приложено напряжение q . Модуль сдвига каркаса полого куба равен модулю сдвига μ_0 материала частиц порошка. Объем каркаса равен деформируемому объему V_d , а объем полости $V_n = V - V_d$, где V — объем порошкового тела. При чистом сдвиге происходит только изменение формы тела, а объем остается постоянным. Для определения эффективного модуля сдвига будем использовать условие равенства упругих энергий, запасенных в порошковом теле и в представительной ячейке.

Рассмотрим чистый сдвиг куба из порошкового материала (рис. 2, а). Компоненты перемещений в декартовой системе координат задаются следующим образом [7]:

$$u_x = cx, \quad u_y = -cy, \quad u_z = 0, \quad (24)$$

где c — постоянная. Компоненты деформации ε_x и ε_y будут равны:

$$\varepsilon_x = c, \quad \varepsilon_y = -c. \quad (25)$$

Остальные компоненты тензора деформации равны нулю.

Из закона Гука для нормальных напряжений σ_x

$$\sigma_x = \frac{2\mu}{1-2\mu} \left[(1-\nu)\varepsilon_x + \nu\varepsilon_y \right] \quad (26)$$

и граничного условия $\sigma_x = q$ найдем постоянную c :

$$c = \frac{q}{2\mu}. \quad (27)$$

Здесь μ, ν — эффективные модуль сдвига и коэффициент Пуассона порошкового тела. Аналогичный результат получится, если использовать выражение для напряжения σ_y и граничное условие $\sigma_y = -q$. При однородном поле напряжений и деформаций чистого сдвига полная упругая энергия порошкового тела $\mathcal{E}$ объемом V будет равна:

$$\mathcal{E} = \frac{\sigma_{ij}\varepsilon_{ij}}{2} = \frac{q^2}{4\mu} V. \quad (28)$$

Рассмотрим чистый сдвиг эквивалентной представительной ячейки (рис. 2, б). Поле перемещений зададим по аналогии с (24):

$$u_x = u_x(x), \quad u_y = u_y(y), \quad u_z = 0, \quad (29)$$

где $u_x(x), u_y(y)$ — неизвестные функции, которые находятся из уравнений равновесия. Уравнения равновесия для плоской деформации в декартовых координатах имеют следующий вид [8]:

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} = 0. \quad (30)$$

На основании закона Гука уравнения (30) запишем в перемещениях

$$\begin{aligned} \frac{2\mu}{1-2\nu} \left[(1-\nu) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \right] + \mu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial x} \right) &= 0, \\ \frac{2\mu}{1-2\nu} \left[(1-\nu) \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y \partial x} \right] + \mu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Для принятого поля перемещений (29) из уравнений (31) получим два дифференциальных уравнения относительно функций $u_x(x)$ и $u_y(y)$:

$$u_x''(x) = 0, \quad u_y''(y) = 0. \quad (32)$$

Из решения уравнений (32) имеем

$$u_x(x) = A_1 x + A_2, \quad u_y(y) = B_1 y + B_2. \quad (33)$$

Постоянные интегрирования определим из граничных условий. Из кинематических граничных условий $u_x(0) = 0$ и $u_y(0) = 0$ следует, что $A_2 = B_2 = 0$. Из статических граничных условий на поверхности кубической ячейки $\sigma_x = q$, $\sigma_y = -q$ и закона Гука получим

$$A_1 = \frac{q}{2\mu_0}, \quad B_1 = -\frac{q}{2\mu_0}. \quad (34)$$

При однородной деформации сдвига полная упругая энергия $\mathcal{E}_1$ полого куба с каркасом объемом V_d будет равна

$$\mathcal{E}_1 = \frac{q^2}{4\mu_0} V_d. \quad (35)$$

Из условия равенства упругой энергии деформирования порошкового тела (28) и упругой энергии деформирования его представительной ячейки (35) получим

$$\mu = \alpha\mu_0, \quad (36)$$

где $\alpha = \frac{V_d}{V}$ — доля деформируемого объема частиц.

Подобная зависимость для эффективного модуля сдвига получена и в работах [9, 10]. Так как в этих работах объем каркаса полого куба принимался равным объему всей твердой фазы V_m , то коэффициентом пропорциональности является относительная плотность ρ :

$$\mu = \rho\mu_0. \quad (37)$$

Сопоставление теоретических и экспериментальных данных по упругим свойствам выполнялось для модуля Юнга E спрессованного медного порошка с насыпной относительной плотностью $\rho_0 = 0,3$ [4]. Модуль E рассчитывался по формуле

$$E = \frac{9K\mu}{3K + \mu}. \quad (38)$$

При расчетах эмпирическая константа b принималась равной $b = 1$. Одновременно был выполнен расчет по теоретическим зависимостям для модуля объемного сжатия K и сдвига μ работы [11]:

$$K = \frac{4}{3}\mu_0 \frac{(1 + \nu_0)\rho^3}{2\rho^2(1 - 2\nu_0) + (1 + \nu_0)(1 - \rho)}, \quad \mu = \rho^2\mu_0. \quad (39)$$

Соотношения (39) получены при условии, что деформированию подвергается весь объем твердой фазы несплошного материала. На рис. 3 показаны расчетные и экспериментальные зависимости от пористости $\theta = 1 - \rho$ отношения модуля E порошковой меди к модулю E_0 литой меди. Видно, что лучшее соответствие с экспериментальными данными показывает расчет с использованием деформируемого контактного объема α_k . Использование зависимостей (39) приводит к существенному завышению расчетных значений модуля E порошковой меди.

Из-за низкой прочности образцов экспериментальных работ по исследованию упругих свойств неспеченных порошковых материалов крайне мало. Поэтому была рассмотрена возможность применения предложенного метода для расчета упругих свойств спеченных пористых материалов. В отличие от порошков, состоящих из дисперсных частиц, пористое тело представляет собой непрерывную матрицу с порами. Для таких материалов упругие модули принимают нулевые значения при $\rho = \rho_0 = 0$.

Р и с. 3. Зависимость относительного модуля Юнга порошковой меди от пористости θ : 1 — расчет с α_k ; 2 — расчет с α ; 3 — расчет по (39) [11]; $\circ, \bullet$ — эксперимент

ристости — $\theta \leq 0,2$ для никеля и $\theta \leq 0,15$ для железа. С увеличением пористости лучшее соответствие с экспериментом показывает расчет с осреднением по объему стержневого каркаса α_k .

На рис. 4 представлены расчетные и экспериментальные зависимости от пористости относительного модуля Юнга никеля и железа. Экспериментальные данные взяты из работы [12], эмпирическая константа b принималась равной $b = 1$. Прежде всего, следует отметить практически одинаковые результаты расчетов с использованием осреднения по части объема твердой фазы α и зависимостей (11) и осреднения по всему объему твердой фазы и зависимостей (39). Обе модели хорошо описывают экспериментальные данные при малых значениях пористости.

Р и с. 4. Зависимость относительного модуля Юнга пористого никеля (а) и железа (б) от пористости θ : 1 — расчет с α ; 2 — расчет с α_k ; 3 — расчет по (39) [11]; • — эксперимент [12]

В целом предложенный метод расчета эффективных упругих свойств порошковых материалов можно использовать для двусторонней оценки эффективных упругих свойств пористых материалов. При этом верхнюю оценку дает расчет с использованием деформируемого объема в целом, а нижнюю оценку — расчет с использованием объема стержневого каркаса.

Таким образом, разработана континуальная модель упругого порошкового материала, учитывающая его начальное несвязанное состояние. В рамках модели осреднение локальных упругих характеристик выполняется либо по общему деформируемому объему, либо по деформируемому контактному объему. Для порошковых материалов лучшее соответствие с экспериментальными данными показывает расчет с использованием деформируемого контактного объема. Для пористых материалов модель дает двустороннюю оценку эффективных упругих свойств. Верхняя оценка получается из расчета с использованием общего деформируемого объема, а нижняя оценка — из расчета с использованием объема стержневого каркаса.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Скороход В. В., Штерн М. Б., Мартынова И. Ф. Теория нелинейно-вязкого и пластического поведения пористых материалов // Порошковая металлургия, 1987. — № 8. — С. 23–30.
2. Дудукаленко В. В., Смыслов А. Ю. К расчету предела пластичности пористых материалов // Прикладная механика, 1980. — Т. 16, № 5. — С. 32–36.
3. Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости. — М.: Наука, 1979. — 560 с.
4. Бальшин М. Ю. Научные основы порошковой металлургии и металлургии волокна. — М.: Металлургия, 1972. — 336 с.
5. Rogozin V. D. Уравнение прессования порошков // Порошковая металлургия, 1981. — № 6. — С. 28–31.
6. Радченко В. П., Краснощеков П. И., Федотов А. Ф. Контакт-стержневая модель пластического деформирования порошковых материалов // Вестн. Самар. гос. техн. ун-та. Сер.: «Физ.-мат. науки», 2004. — №. 26. — С. 102–107.
7. Кристенсен Р. Введение в механику композитов. — М.: Мир, 1982. — 334 с.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. — М.: Наука, 1965. — 203 с.
9. Oyane M., Shima S., Kono Y. Theory of plasticity for porous metals // Bulletin of the JSME, 1973. — Vol. 16, No. 99. — P. 1254–1262.
10. Григорьев А. К., Рудской А. И. Деформация и уплотнение порошковых материалов. — М.: Металлургия, 1992. — 192 с.
11. Скороход В. В., Тучинский Л. И. Условие пластичности пористых тел // Порошковая металлургия, 1979. — № 11. — С. 83–87.
12. Ковальченко М. С. Механические свойства изотропных пористых материалов. 1. Упругие и реологические свойства // Порошковая металлургия, 1993. — № 3. — С. 89–96.

Поступила 3.05.2006 г.