

ФИЗИКА

УДК 621.762

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ МЕЖЧАСТИЧНЫХ КОНТАКТОВ ПРИ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОМ СПЕКАНИИ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

д-р техн. наук **К.Е. БЕЛЯВИН**

(Белорусский национальный технический университет, Минск);

канд. техн. наук **Ю.Н. ГАФО**, канд. техн. наук **Д.В. МИНЬКО**, **Н.В. РЕШЕТНИКОВ**

(ГНУ «Институт порошковой металлургии», Минск)

Предложена теория упрочнения порошковых материалов на основе метода ЭРС (электроразрядного спекания), описывающая неоднородное распределение тепловой энергии, выделяемой при прохождении электрического тока по объему частиц порошка, и рост контактных шеек за счет выделившегося тепла в межчастичных контактах. Получена система функциональных зависимостей и уравнения для расчета кинетики упрочнения, с помощью которых можно определить величину прочности пористого порошкового материала с учетом физико-механических свойств материала частиц порошка, а также в зависимости от мощности и длительности пропускания через них импульсного электрического тока. При этом вязкость материала частиц порошка является функцией, зависящей от температуры, выделяемой в порошковом материале.

Введение. Электроразрядное спекание (ЭРС) сферических порошков тугоплавких металлов, осуществляемое с использованием электрического разряда длительностью примерно $10^{-1} \dots 10^1$ с, является эффективным методом получения материалов и изделий, которые находят свое применение в машиностроении, приборостроении и медицине [1 – 4]. Электроразрядное спекание порошковых материалов – сложный процесс, связанный с неоднородным распределением тепловой энергии, выделяемой при прохождении электрического тока по объему частиц порошка, и формированием за счет выделившегося тепла межчастичных контактов. Значения параметров процесса, обеспечивающего требуемые свойства пористого материала, зависят от всего комплекса свойств исходного порошка. Поэтому при выборе режимов ЭРС для каждого нового вида порошка возникает необходимость проведения большого объема предварительных исследований с целью определения закономерностей его спекания. С целью сокращения числа экспериментальных исследований была разработана модель процесса ЭРС.

1. Особенности формирования контакта между частицами порошка при ЭРС

Как известно [5], прочность порошковых материалов σ_0 зависит от доли «свариваемых» поверхностей:

$$\sigma_0 = \sigma_c \pi r^2, \quad (1)$$

где σ_0 – прочность порошкового материала, Па; r – радиус зоны спекания, м; σ_c – постоянная, соответствующая доле «свариваемых» поверхностей, расположенных перпендикулярно направлению растяжения, Н.

Процесс формирования контакта между частицами порошка сферической формы в зависимости от напряжений σ , создаваемых в зоне контакта внешней прижимающей силой F , приближенно может быть описан в предположении, что перенос массы осуществляется в режиме пластично-вязкого течения и подчиняется закону [6]:

$$\dot{\epsilon} \approx A \sigma^n, \quad (2)$$

где $\dot{\epsilon}$ – скорость деформации, с^{-1} ; A – постоянная, $\text{Па}^{-n} \cdot \text{с}^{-1}$; n – показатель степени; σ – напряжения в зоне контакта, Па.

При $n = 1$ этот закон переходит в закон вязкого ньютоновского течения. Полагая, что

$$\sigma \approx \frac{F}{\pi r^2(t)},$$

и учитывая, что

$$\dot{\epsilon} \approx \frac{\dot{r} \cdot r}{R_v^2},$$

где F – внешняя прижимающая сила, Н; r – радиус контакта, м; \dot{r} – скорость изменения радиуса контакта, $\frac{\text{м}}{\text{с}}$; R_v – радиус частицы порошка, м; t – время пропускания электрического тока, с,

получим

$$r^{2(n+1)} - r_0^{2(n+1)} \approx 4(n+1)R_q^2 A \left(\frac{F}{\pi}\right)^n (t - t_0), \quad (3)$$

где t_0 – начальное время воздействия электрическим током, с; t – конечное время воздействия электрическим током, с; r_0 и r – соответственно начальный и конечный радиусы контакта, м; A – постоянная, Па⁻ⁿ·с⁻¹.

При малых прижимающих усилиях, когда $n = 1$ (ньютоновский режим), данная формула преобразуется к виду [6]:

$$r^4 - r_0^4 = \frac{8R_q^2 F (t - t_0)}{\pi \eta_k}, \quad (4)$$

где $\eta_k = A^{-1}$ – вязкость, зависящая от структуры приконтактной зоны и температуры, Па·с.

Если температура изменяется во времени, т.е. $T = T(t)$, то вместо выражения (4) получим:

$$r^4 - r_0^4 = \frac{8R_q^2 F}{\pi} \int_0^t \frac{dt}{\eta_k [T(t)]}, \quad (5)$$

где T – абсолютная температура, К.

Зависимость вязкости материала порошка от температуры при $n = 1$ может быть принята, например, в виде [7]:

$$\eta_k = \frac{kT}{C} \exp\left(\frac{U}{kT}\right), \quad (6)$$

где C – постоянная; k – постоянная Больцмана, $\frac{Дж}{К}$; T – абсолютная температура, К; U – энергия активации, Дж.

Таким образом, для того чтобы установить закономерности ЭРС порошковых материалов, следует рассчитать кинетику изменения температурного поля в упрочняемом образце путем решения соответствующей задачи нестационарной теплопроводности.

2. Распределение температурного поля в пористом порошковом материале при ЭРС

Если пренебречь потерями тепла с боковой поверхности пористого образца в результате теплообмена с окружающей средой, по сравнению с тепловыми потоками в направлении электродов, то постановку задачи теплопроводности можно представить как определение кинетики изменения распределения температуры в неограниченной пластине с начальной температурой T_0 , которая в начальный момент времени помещается в среду с температурой T_c . В пластине действует положительный источник тепла, мощность которого равна w (Вт/м³). Теплообмен пластины со средой происходит путем теплопроводности (рис. 1).

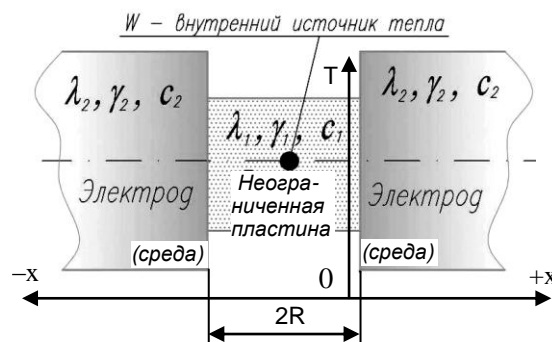


Рис. 1. Схема нагрева неограниченной пластины

Тогда краевая задача имеет вид [8]:

$$\frac{\partial T_1(x,t)}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T_1(x,t)}{\partial x^2} + \frac{w}{c_1 \gamma_1} \quad (T > 0, -R < x < +R), \quad (7)$$

$$\frac{\partial T_2(x,t)}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 T_2(x,t)}{\partial x^2} \quad (T > 0, R < x < \infty), \quad (8)$$

$$T_1(x,0) = T_0, \quad T_2(x,0) = T_c, \quad (9)$$

$$\pm K_\lambda \frac{\partial T_1(\pm R,t)}{\partial x} = \pm \frac{\partial T_2(\pm R,t)}{\partial x}, \quad (10)$$

$$T_1(\pm R,t) = T_2(\pm R,t), \quad (11)$$

$$\frac{\partial T_1(0,t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T_2(\pm\infty,t)}{\partial x} = 0, \quad (12)$$

где x – координата по толщине пластины, м; $\pm R$ – координаты начала и окончания пластины ($2R$ – толщина пластины), м; a_1 – коэффициент теплопроводности пластины, $\text{м}^2/\text{с}$; a_2 – коэффициент теплопроводности среды, $\text{м}^2/\text{с}$; c_1 – удельная теплоемкость пластины, $\text{Дж}/\text{кг}\cdot\text{град}$; c_2 – удельная теплоемкость среды, $\text{Дж}/\text{кг}\cdot\text{град}$; γ_1 – плотность пластины, $\text{кг}/\text{м}^3$; γ_2 – плотность среды, $\text{кг}/\text{м}^3$; T_1 – температура в пластине, К; T_2 – температура в среде, К; T_0 – начальная температура в пластине, К; T_c – температура в среде, К; $K_\lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ – критерий, характеризующий относительную теплопроводность тела; λ_1 – коэффициент теплопроводности пластины, $\text{Вт}/\text{м}\cdot\text{град}$; λ_2 – коэффициент теплопроводности среды, $\text{Вт}/\text{м}\cdot\text{град}$.

Решение этой задачи для пластины, имеет вид:

$$\Theta_1 = \frac{T_1(x,t) - T_c}{T_0 - T_c} = 1 + PoFo_1 - \frac{1}{1 + K_\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \cdot \left\{ \operatorname{erfc} \frac{(2n-1) \pm \frac{x}{R}}{2\sqrt{Fo_1}} + 4PoFo_1 i^2 \operatorname{erfc} \frac{(2n-1) \pm \frac{x}{R}}{2\sqrt{Fo_1}} \right\}, \quad (13)$$

где Θ_1 – температура пластины, К; Po – критерий Померанцева: $Po = \frac{wR^2}{\lambda_1(T_0 - T_c)} = \frac{wR^2}{c_1\gamma_1(T_0 - T_c)a_1}$;

$K_\varepsilon = \sqrt{\frac{\lambda_1 c_1 \gamma_1}{\lambda_2 c_2 \gamma_2}}$ – критерий, характеризующий тепловую активность пластин по отношению к среде;

$Fo_1 = \frac{a_1 t}{R^2}$ – число Фурье; $h = \frac{1 - K_\varepsilon}{1 + K_\varepsilon}$; $\frac{1}{1 + K_\varepsilon} = X$ – охлаждающий эффект, характеризующий скорость охлаждения нагретого тела [8]; $i^2 \operatorname{erfc} z = \int_z^{\infty} i \operatorname{erf} \xi d\xi$ – кратный интеграл вероятностей; $\operatorname{erfc} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\xi^2} d\xi$ и

$\operatorname{erfc} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi$ – интегралы вероятностей.

Здесь введено условное обозначение: $-\Phi(\pm z) = -\Phi(-z) - \Phi(+z)$.

Можно принять, что $T_c = T_0$. Тогда

$$T_1(x,t) - T_c = \frac{wR^2}{\lambda_1} Fo_1 - \frac{1}{1 + K_\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \cdot 4 \cdot \frac{w^2 R^2}{\lambda_1} Fo_1 i^2 \operatorname{erfc} \frac{(2n-1) \pm \frac{x}{R}}{2\sqrt{Fo_1}} = \frac{wR^2}{\lambda_1} Fo_1 \left[1 - \frac{1}{1 + K_\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} 4 \cdot (-h)^{n-1} \cdot i^2 \operatorname{erfc} \frac{(2n-1) \pm \frac{x}{R}}{2\sqrt{Fo_1}} \right] \quad (14)$$

Оценка характерных для процесса ЭРС значений Fo показывает, что они не превышают 0,2.

Анализ решения (14), основанный на свойствах функции $i^2 \operatorname{erfcz}$ [9], показывает, что при малых значениях F_0 можно ограничиться одним членом из всего ряда, и тогда расчетная формула принимает простой вид:

$$T_1(x,t) - T_c = \frac{wR^2}{\lambda_1} F_0 \left(1 - 4 \cdot X \cdot i^2 \operatorname{erfc} \frac{1 \pm \frac{X}{R}}{2\sqrt{F_0}} \right). \quad (15)$$

При этом для практических расчетов можно использовать таблицы значений функции $i^2 \operatorname{erfcz}$, приведенные, например, в [8] или в [9]. Воспользовавшись этими таблицами, легко получить упрощенные приближенные формулы для расчета температуры в середине пластины ($x = 0$) и на ее поверхностях ($x = R$).

При $x = 0$ значение кратного интеграла вероятностей в выражении (15) не превышает 0,014 и, следовательно, вторым слагаемым можно пренебречь, откуда:

$$T_1(0,t) - T_c \approx \frac{wR^2}{\lambda_1} F_0 \equiv \frac{wt}{c_1 \gamma_1}. \quad (16)$$

При $x = R$ $\operatorname{erfc} \frac{1 \pm \frac{x}{R}}{2\sqrt{F_0}} \approx 0,25$ и, следовательно:

$$T_1(\pm R,t) - T_c \approx \frac{wR^2}{\lambda_1} F_0 (1 - X) \equiv \frac{w}{c_1 \gamma_1} (1 - X)t. \quad (17)$$

Анализируя полученные соотношения (15) – (17), можно сделать следующие выводы:

1) для любого фиксированного момента времени максимальная температура нагрева достигается в середине пластины, а минимальная – на ее поверхностях;

2) распределение температуры в пластине существенным образом зависит от охлаждающего эффекта X или, что то же самое, от критерия относительной тепловой активности K_ε . Увеличение значения K_ε приводит к повышению температуры любой точки пластины и снижению температурного перепада между серединой пластины и ее поверхностями. Если $X \rightarrow 1$ ($K_\varepsilon \rightarrow 0$), то охлаждающий эффект максимален и температура поверхностей пластины не изменяется во времени, т.е. $T(\pm R, t) = T_c = \text{const}$. Отсюда следует, что при выборе материала для приготовления электродов контактной машины, если необходимо добиться более равномерного нагрева заготовки, желательно выбирать материалы с низкой тепловой активностью;

3) температура в середине и на поверхностях пластины в любой момент времени линейно зависит от ее мощности и времени нагрева и определяется ее теплофизическими свойствами, а также теплофизическими свойствами среды (электрода). Поскольку температура пластины максимальна в ее середине, для недопущения проплавления внутренней части пластины режим нагрева следует назначать исходя из условия $T(0, t) < T_{пл}$ ($T_{пл}$ – температура плавления материала, К).

3. Кинетика упрочнения пористого порошкового материала при ЭРС

Используя полученные выше уравнения, можно оценить влияние кинетики изменения распределения температуры в образце на рост ее прочностных свойств при ЭРС.

Анализ уравнений (1), (5), (6) и (13) – (15) показывает, что максимальная температура, а следовательно и прочность, достигается в среднем сечении заготовки, а минимальные их значения – вблизи его поверхностей. При этом прочность в различных сечениях линейно зависит от площади контактных площадок между частицами порошка. Очевидно, что прочностные свойства образца в целом лимитируются прочностью его наиболее «слабой» части, т.е. в данном случае приповерхностной зоны, а перепад прочностных свойств между различными сечениями («неравнопрочность») определяется площадками контактных площадок в среднем сечении и приповерхностной зоне.

Запишем уравнения (16) и (17) в единой форме:

$$T_i = v_i t + T_c \quad (i = 1, 2), \quad (18)$$

где T_1 – температура в среднем сечении образца, К:

$$T_1 = T(0, t); \quad (19)$$

T_2 – температура поверхностей образца, К:

$$T_2 = T(R, t); \quad (20)$$

v_1 – скорость нагрева среднего сечения образца, К/с:

$$v_1 = \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{w}{c_1 \gamma_1}; \quad (21)$$

v_2 – скорость нагрева поверхностей образца, К/с:

$$v_2 = \frac{\partial T_2}{\partial t} = (1 - X) \frac{w}{c_1 \gamma_1}. \quad (22)$$

Для расчета кинетики формирования контакта между частицами порошка в среднем сечении детали и приповерхностной зоне при нестационарном нагреве воспользуемся формулой (5).

Подставив в выражение (5) выражения (6) и (18), получим:

$$r^4 - r_0^4 = B \int_0^t \frac{\exp\left[-\frac{U}{kT_i(t)}\right]}{kT_i(t)} dt = \frac{B}{v_i} \int_{T_c}^{T_i} \frac{\exp\left(-\frac{U}{kT_i}\right)}{kT_i} dT_i, \quad (23)$$

где

$$B = \frac{8R_c^2 FC}{\pi}. \quad (24)$$

Сделаем в (14) замену переменных в виде:

$$\xi = \frac{U}{kT_i}, \quad (25)$$

тогда получим:

$$r^4 - r_0^4 = \frac{B}{v_i} \int_{\frac{U}{kT_c}}^{\frac{U}{kT_i}} e^{-\xi} d\xi, \quad (26)$$

или

$$r^4 - r_0^4 = \frac{B}{v_i} \left[E_1\left(\frac{U}{kT_i}\right) - E_1\left(\frac{U}{kT_c}\right) \right], \quad (26)$$

где $E_1(\xi) = -E_i(-\xi) = \int_{\xi}^{\infty} e^{-\xi} d\xi$ – интегральная показательная функция, протабулированная во многих справочниках, например, в [9] и [10].

Воспользовавшись соотношениями (1) и (26), получим окончательно уравнение для расчета кинетики прочности в середине и на поверхностях образца в зависимости от температур T_1 и T_2 и скорости нагрева v :

$$\sigma_g(t) = \sigma_c \pi r^2(t) = \sigma_c \pi \sqrt{r_0^4 + \frac{B}{v_i} \left[E_1\left(\frac{U}{kT_i}\right) - E_1\left(\frac{U}{kT_c}\right) \right]}, \quad (27)$$

С учетом выражений (22) из (27) можно получить расчетную формулу для определения мощности нагрева, необходимой для достижения заданной прочности в приповерхностной зоне:

$$w = \frac{bc_1 \gamma_1 \left[E_1\left(\frac{U}{kT_2}\right) - E_1\left(\frac{U}{kT_c}\right) \right]}{(\sigma_g^2 - \pi^2 \sigma_c^4 r_0^4)(1 - X)}. \quad (28)$$

Здесь $T_2 < T_{nl}$ – температура спекания.

При этом из выражений (18) и (21) на мощность нагрева накладывается ограничение:

$$w < (T_{пл} - T_c) \frac{c_1 \gamma_1}{t}. \quad (29)$$

4. Результаты математического моделирования

Используя математическое моделирование (на примере сферического порошка титана фракции $-0,4...+0,315$ мм), получены зависимости: влияния удельной мощности внутреннего источника тепла на размер контакта между частицами порошка (рис. 2); температуру в центре пористого материала и на его поверхностях (рис. 3); на распределение температуры по длине пористого материала (рис. 4), а также на прочность на срез пористого материала в зависимости от затраченной энергии (рис. 5).

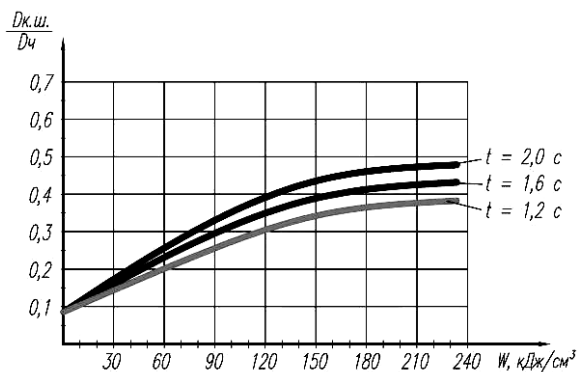


Рис. 2. Влияние удельной мощности внутреннего источника тепла на относительный размер контакта между частицами

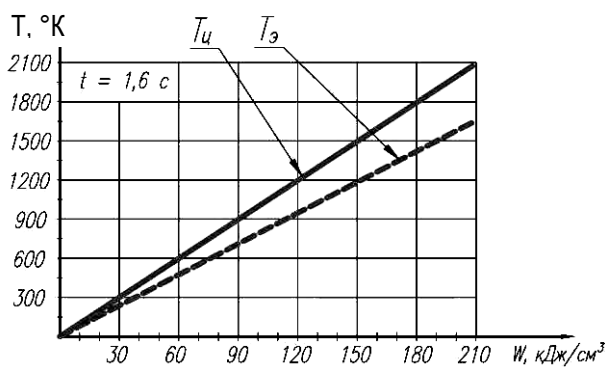


Рис. 3. Влияние удельной мощности внутреннего источника тепла на температуры в среднем сечении и на поверхности пористого материала

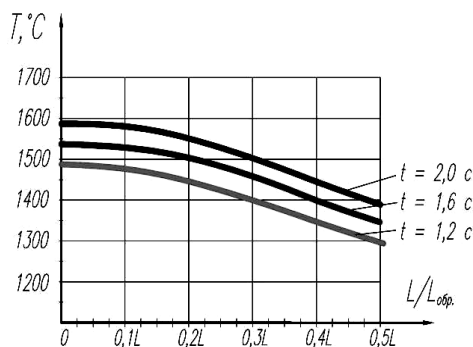


Рис. 4. Распределение температуры по длине пористого материала

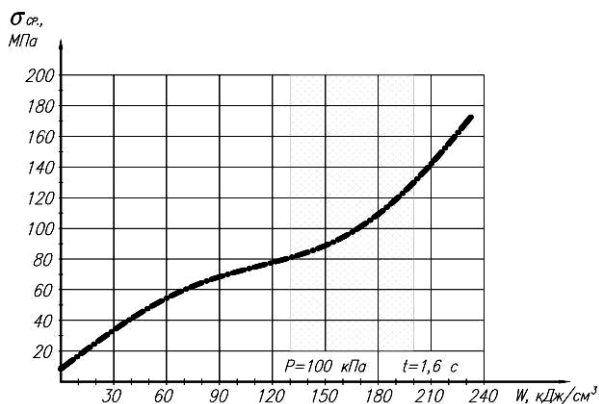


Рис. 5. Зависимость прочности образцов на срез от энергии разряда

Установлено, что для любого фиксированного момента времени максимальная температура нагрева достигается в центре пористого материала, а минимальная – на его поверхностях. При этом температура в центре и на поверхностях пористого материала в любой момент времени линейно зависит от мощности и времени нагрева и определяется теплофизическими свойствами пористого материала, а также теплофизическими свойствами среды, в которую он помещен. Поскольку температура пластины максимальна в ее центре, для недопущения проплавления внутренней части пластины режим нагрева следует назначать исходя из условия: $T(0, t) < T_{пл}$, где $T_{пл}$ – температура плавления материала.

Также установлено, что значение удельной энергии тока, при котором по механизму пластично-вязкого течения происходит увеличение площади межчастичных контактов до размеров $0,4...0,5$ диаметра частицы, составляет $130...190$ кДж/см³. При этом температура, выделяемая в порошковом материале, составляет $1200...1650$ °С, а прочность на срез достигает $80...120$ МПа (см. рис. 5).

Выводы

1. Разработана теоретическая модель упрочнения порошковых материалов на основе метода ЭРС, описывающая неоднородное распределение тепловой энергии, выделяемой при прохождении электрического тока по объему частиц порошка, и рост контактных шеек за счет выделившегося тепла в межчастичных контактах.

2. Приведена система функциональных зависимостей и уравнения для расчета кинетики упрочнения, с помощью которых можно определить величину прочности пористого порошкового материала с учетом физико-механических свойств материала частиц порошка, а также в зависимости от мощности и длительности пропускания через них импульсного электрического тока.

3. Показано, что при усилиях, обеспечивающих устойчивый электрический контакт между пористым порошковым материалом и электродами, размер контактных зон между частицами порошка зависит от вязкости их материала и длительности пропускания импульсного электрического тока, при этом вязкость материала частиц порошка является функцией, зависящей от температуры.

4. Результаты моделирования на примере сферического порошка титана фракции $-0,4...+0,315$ мм позволили установить, что значение удельной энергии разряда, при котором по механизму пластично-вязкого течения происходит увеличение площади межчастичных контактов до размеров $0,4...0,5$ диаметра частицы, составляет $130...190$ кДж/см³. При этом температура, выделяемая в порошковом материале, составляет $1200...1650$ °С, а прочность пористого материала достигает $80...120$ МПа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Применение технологии и оборудования конденсаторной сварки для получения изделий из порошков тугоплавких металлов / К.Е. Белявин [и др.] // Сварка и родственные технологии. Проблемы и пути обеспечения качества: сб. докл. IV Междунар. симпози., Минск, 30 марта 2005 г. / редкол.: В.К. Шелег [и др.]. – Минск: Тонпик, 2005. – С. 61 – 64.
2. Белявин, К.Е. Получение пористых материалов из тугоплавких металлов методом электроимпульсного спекания // К.Е. Белявин, В.К. Шелег // Теория и практика машиностроения. – 2004. – № 2. – С. 68 – 77.
3. Beljavin, K. Application of Porous Products of Spherical Titanium Powders in Implant Surgery / K. Beljavin, V. Sheleg, D. Minko // PM2004. Powder Metallurgy World Congress and Exhibition. Proceedings, Vienna, Austria, 17 – 21 Oct. 2004. – Vienna, 2004. – Vol. 5. – P. 537 – 544.
4. Теория и практика электроимпульсного спекания пористых порошковых материалов / К.Е. Белявин [и др.]. – Минск: ООО «Ремико», 1997. – 180 с.
5. Айзенкольб, Ф. Успехи порошковой металлургии / Ф. Айзенкольб. – М.: Металлургия, 1969. – 540 с.
6. Гегузин, Я.Е. Физика спекания / Я.Е. Гегузин. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1984. – 312 с.
7. Ковальченко, М.С. Установившаяся и неуставившаяся ползучесть при спекании / М.С. Ковальченко // Теория и технология спекания. – Киев: Наукова думка, 1974. – С. 71 – 79.
8. Лыков, А.В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков. – М.: Высш. шк., 1967. – 600 с.
9. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979. – 832 с.
10. Корн, Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров. Определения, теоремы, формулы / Г. Корн, Т. Корн. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1970. – 720 с.

Поступила 30.01.2009