

УДК 536+539.

**Н.В. Букрина, А.Г. Князева**

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН (Томск)

## **ОБ ОЦЕНКЕ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В КОМПОЗИЦИОННОМ МАТЕРИАЛЕ ПРИ ОБРАБОТКЕ ИМПУЛЬСНЫМ ИСТОЧНИКОМ НАГРЕВА**

### **Abstract**

In this work the model of the formation of the non-equilibrium surface layer during the electron-beam modification of the composite is described. The method is suggested to estimate the stress in the material surface layer due to the treatment processes. The problem is reduced to the model, described in the literature, on the stress state of plate with given temperature distribution. Each calculation gives the complete information on concentration profile near by the vicinity of interface between particles and matrix and also on the dynamic of stresses and strains in the various distance from the outside when the technological conditions are varied.

Поверхностная модификация композиционного материала имеет особенности, связанные с различием физических процессов, протекающих в твердых включениях, в матрице и на границах их раздела. Экспериментальные исследования [1] свидетельствуют, что при импульсной электронно-лучевой обработке композита на основе карбида титана с никель-хромовой связкой в поверхностном слое формируется неравновесное структурно-фазовое состояние, обеспечивающее изменение физико-механических свойств поверхностного слоя. На первой стадии облучения частицы карбида наибольшего размера растрескиваются, разделяясь на более мелкие еще до разогрева металлической связки до температуры ее плавления. Дальнейшее облучение сопровождается плавлением металлической связки в тонком приповерхностном слое; растворением острых углов карбидных частиц неправильной формы и уменьшением среднего размера частиц карбидной фазы при большей усадке спеченной композиции в приповерхностном слое, сопровождающейся уменьшением пористости. На границе раздела «частица–матрица» формируется неравновесный переходный слой сложного состава. Кинетические закономерности формирования структурно неравновесного состояния в приповерхностном слое металлокерамического сплава при его электронно-импульсном облучении определяются параметрами внешнего воздействия, свойствами включений и матрицы, а также характером контакта между ними. Роль разных физических процессов в эволюции структуры поверхностного слоя и, следовательно, в изменении его физико-химических характеристик различна. Следствием описанных процессов являются появления напряжений и деформаций, которые в дальнейшем определяют свойства обработанного материала.

Детальное экспериментальное исследование неравновесных процессов в поверхностных слоях встречает многочисленные технические трудности. Поэтому большую роль при изучении неравновесных процессов приобретает математическое моделирование. Математическая модель процесса электронно-лучевой обработки гетерогенного материала частично изложена в [2].

Цель настоящей работы заключается в оценке механических напряжений в поверхностном слое обрабатываемого материала и характера изменения модуля упругости и связанных с ним свойств.

## 1. Математическая модель процесса электронно-лучевой обработки

### 1.1. Задача теплопроводности

Пусть гетерогенный материал представляет матрицу с включениями (рис. 1, а), причем размер частиц (включений)  $R_0$  много меньше зоны прогрева гетерогенного материала  $x_m = \sqrt{\kappa_m t^*}$ , формирующейся при внешнем нагреве, и меньше теплового слоя, который может сформироваться в материале частицы  $x_p = \sqrt{\kappa_p t^*}$  за некоторое характерное время  $t^*$  (например, время облучения).

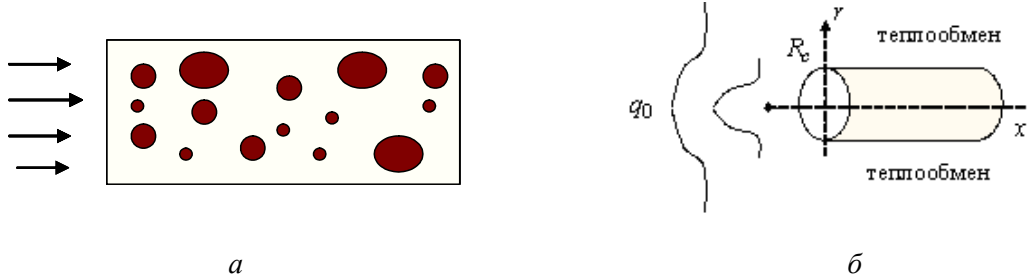


Рис. 1. Иллюстрация к постановке тепловой части задачи

Рассмотрим образец (рис. 1, б), площадь поперечного сечения которого меньше площади внешнего воздействия, т.е. примем, что эффективный радиус луча превышает поперечный размер образца (в плоскости, перпендикулярной направлению воздействия). В этом случае задача об электронно-лучевой обработке гетерогенного материала сводится к решению одномерной задачи теплопроводности [2, 3]:

$$c_{\text{eff}} \rho_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \alpha(T - T_e), \quad (1)$$

$$z = 0 : -\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial z} = q_0 f(t), \quad (2)$$

$$z \rightarrow \infty : \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$t = 0 : T = T_0, \quad (4)$$

где  $T_0$  – температура необлученного материала;  $q_0$  – максимальная плотность мощности внешнего источника (потока электронов);  $\alpha$  – эффективный коэффициент теплообмена;  $f(t)$  – функция, характеризующая режим облучения:

$$f(t) = \sum_{k=1}^n f_k(t), \quad (5)$$

где

$$f_k(t) = \begin{cases} 1, & (t_i + t_p)(k-1) \leq t < t_i + (t_i + t_p)(k-1), \\ 0, & t_i + (t_i + t_p)(k-1) \leq t < (t_i + t_p)k, \end{cases} \quad (6)$$

$n$  – число импульсов,  $k$  – номер импульса,  $t_i$  – длительность импульса,  $t_p$  – длительность паузы.

Эффективные теплофизические свойства композиционного материала зависят от свойств составляющих (частиц и матрицы), а также от объемной доли частиц. В соответствии с теоретическими представлениями, эффективный коэффициент теплопроводности  $\lambda_{\text{eff}}$  композиционного материала вычисляется по различным формулам, зависящим от формы и взаимного расположения включений, а также от

характера контакта между частицами и матрицей. В первом приближении (с учетом принятых предположений и соотношении характерных масштабов) коэффициент теплопроводности может быть вычислен по формуле [4]

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_p \eta + \lambda_m (1 - \eta) \quad (7)$$

или

$$\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}} = \frac{\eta}{\lambda_p} + \frac{(1 - \eta)}{\lambda_m} \quad (8)$$

где  $\eta$  – объемная доля включений.

Будем считать, что для двух предельных случаев (7) и (8) для эффективных плотности и теплоемкости справедливы аналогичные формулы:

$$c_{\text{eff}} \rho_{\text{eff}} = c_p \rho_p \eta + c_m \rho_m (1 - \eta) \quad (9)$$

и

$$\frac{1}{c_{\text{eff}} \rho_{\text{eff}}} = \frac{\eta}{c_p \rho_p} + \frac{(1 - \eta)}{c_m \rho_m} \quad (10)$$

Формулы (7)–(10) соответствуют слоевому композиционному материалу с различным расположением слоев относительно нагреваемой поверхности. Расчет эффективных свойств для композита иной структуры приводит к численным результатам, расположенным между этими двумя предельными оценками.

Примем далее, что частицы – инертные и тугоплавкие, а матрица может плавиться при достаточно низкой температуре, что опишем в простейшем приближении через изменение эффективной теплоемкости матрицы:

$$c_m \rho_m = A + Q_{ph} \rho_s \delta(T - T_{ph}); \quad A = \begin{cases} c_s \rho_s, & T < T_{ph}; \\ c_L \rho_L, & T \geq T_{ph}, \end{cases} \quad (11)$$

индекс «s» относится к твердой фазе матрицы; «L» – к жидкой фазе;  $Q_{ph}$  и  $T_{ph}$  – теплота и температура плавления матрицы. Величины  $c_s$ ,  $\rho_s$ ,  $c_L$ ,  $\rho_L$ ,  $\lambda_s$ ,  $\lambda_L$  в общем случае зависят от температуры.

## 1.2. Подзадача для частиц

В каждом сечении гетерогенного материала  $z = z_0 = 0; z_1; z_2; \dots$ , параллельном обрабатываемой поверхности и имеющем температуру  $T_s = T(0, t)$ ;  $T_1 = T(z_1, t)$ ;  $T_2 = T(z_2, t)$ ;... соответственно, частицы находятся в разных условиях, зависящих от скорости нагрева в данном масштабе, которая следует из решения описанной тепловой задачи. Используя предположение о малости частиц, рассмотрим диффузионную задачу о формировании переходной зоны между частицей и матрицей в следующей постановке (влиянием формирования диффузионной зоны на скорость нагрева и на изменение эффективных свойств в первом приближении в [2] пренебрегали). Распределение концентрации легирующего элемента следует из решения сопряженной задачи диффузии в сферической системе координат (рис. 2):

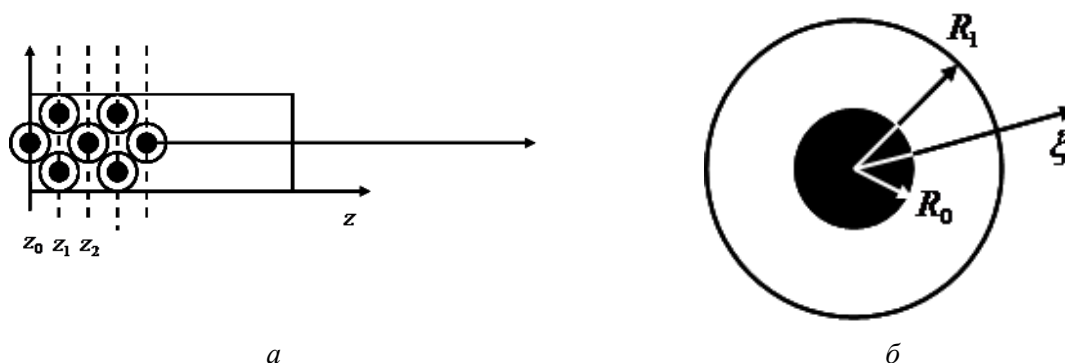


Рис. 2. Иллюстрация к формулировке диффузионной части задачи

$$\frac{\partial C_p}{\partial t} = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi^2 D_p \frac{\partial C_p}{\partial \xi}, \quad \xi \leq R_0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial C_m}{\partial t} = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi^2 D_m \frac{\partial C_m}{\partial \xi}, \quad R_0 < \xi \leq R_1, \quad (13)$$

где  $R_0$  – эффективный радиус частиц;  $R_1$  – радиус области матрицы, приходящейся на одну частицу;  $D_p$ ;  $D_m$  – коэффициенты диффузии подвижного элемента в частицах и матрице, зависящие от температуры:

$$D_m = D_{m0} \exp(-E_m / RT); \quad D_p = D_{p0} \exp(-E_p / RT),$$

$E_p$  и  $E_m$  – энергии активации диффузии элемента в частице и матрице;  $D_{p0}$ ,  $D_{m0}$  – предэкспоненты;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $T = T_i$  – температура в данном сечении  $i$ , рассчитываемая из задачи теплопроводности.

Граничные условия при  $\xi = R_0$  зависят от типа изучаемой системы.

В частном случае идеального контакта между частицами и матрицей имеем [3]:

$$\xi = R_0 : D_p \frac{\partial C_p}{\partial \xi} = D_m \frac{\partial C_m}{\partial \xi}; \quad C_p = C_m. \quad (14)$$

В центре частицы выполняется условие симметрии:

$$\xi = 0 : D_p \frac{\partial C_p}{\partial \xi} = 0. \quad (15)$$

На бесконечном удалении от поверхности частицы или на границе области матрицы, «приходящейся» на одну частицу  $\xi = R_1$ , источники и стоки массы отсутствуют.

В начальный момент времени концентрация элемента в частице задана:

$$t = 0 : \begin{aligned} \xi \leq R_0 : C_p &= C_{p0} > C_{m0}; \\ \xi > R_0 : C_m &= 0. \end{aligned} \quad (16)$$

При наличии более чем одного легирующего элемента подзадача усложняется. Упрощение достигается за счет рассмотрения «задачи диффузии» для некоторого «эффективного» вещества, вследствие перераспределения которого меняется характер границы раздела между частицами и матрицей и состав матрицы в окрестности частиц. В этом случае более корректно говорить не о задаче диффузии, а о задаче массопроводности аналогично тому, как это имеет место в задачах химической технологии, например в [5].

Очевидно, что расстояние между сечениями, где «располагаются» частицы, больше размеров частицы, т.е.

$$z_i - z_{i-1} > R_0.$$

Поскольку частицы мелкие (в [1] имеют размер порядка 20–200 мкм), то для исследования роли растворения частиц в изменении свойств композита можно перейти от задачи (12) – (15) к кинетической задаче

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D_p(T)}{r} \cdot \eta(r), \text{ где } \eta(r) = k_0 \cdot r^3$$

или

$$\frac{dr}{dt} = D_p(T) \cdot k_0 \cdot r^2 = k_0' D_p(T),$$

где предполагается, что процесс растворения частиц лимитируется диффузией элементов в матрице

$$D_p(T) = D_{p0} \exp(-E_p / RT),$$

$E_p$  – энергия активации диффузии;  $D_{p0}$  – предэкспонент;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $T = T_i$  – температура в данном сечении  $i$ , рассчитываемая из задачи теплопроводности. В начальный момент времени радиус частиц задан.

### 1.3. Оценка напряжений в обрабатываемом слое

В соответствии с представлениями [6, 7] приращения компонент тензора упругих напряжений  $\sigma_{ij}^e$  связаны с приращениями компонент тензора деформаций  $\varepsilon_{ij}$  соотношениями

$$d\sigma_{ij}^e = 2\mu d\varepsilon_{ij} + \delta_{ij} [\lambda d\varepsilon_{kk} - Kd\omega], \quad (17)$$

где  $\lambda, \mu$  – коэффициенты Ламэ,  $K = \lambda + \frac{2}{3}\mu$  – изотермический модуль всестороннего сжатия,  $\varepsilon_{kk}$  – первый инвариант тензора деформаций,  $\omega$  – функция температуры и состава. В простейшем случае имеем  $\omega = 3[\alpha_T(T - T_0)]$ , где  $\alpha_T$  – линейный коэффициент теплового расширения;  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера;  $\delta_{ij} = 1$ , если  $i = j$ ;  $\delta_{ij} = 0$ , если  $i \neq j$ . Под упругими здесь, как и в [8], понимаются напряжения, удовлетворяющие соотношениям (17). Вследствие зависимости свойств от температуры и состава, а также наличия необратимых процессов эти напряжения могут привести к необратимым деформациям.

Полагая, что деформации малы, дифференциальные соотношения (17) заменим эквивалентными соотношениями

$$\sigma_{ij}^e = 2\mu\varepsilon_{ij} + \delta_{ij} [\lambda\varepsilon_{kk} - K\omega]. \quad (18)$$

В общем случае задача о расчете напряжений включает в себя уравнения равновесия, уравнения совместности, следующие из уравнений Коши, и соотношения Дюамеля–Неймана [9].

Рассмотрим частный случай – пластину с изменяющейся по толщине температурой, т.е.  $T = T(z)$ . Пластина полностью свободна от объемных и поверхностных сил. В этих условиях имеем

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = f(z), \quad \sigma_{zz} = \sigma_{xz} = \sigma_{yx} = \sigma_{zy} = 0. \quad (19)$$

Следовательно, из уравнений совместности остаются два эквивалентных уравнения

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial z^2} = 0 \text{ и } \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial z^2} = 0. \quad (20)$$

Из (18) и (19) следует:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= 2\mu\varepsilon_{xx} + [\lambda\varepsilon_{kk} - K\omega]; \\ \sigma_{yy} &= 2\mu\varepsilon_{yy} + [\lambda\varepsilon_{kk} - K\omega]; \quad 0 = 2\mu\varepsilon_{zz} + [\lambda\varepsilon_{kk} - K\omega]; \\ 0 &= 2\mu\varepsilon_{xy}; \quad 0 = 2\mu\varepsilon_{yz}; \quad 0 = 2\mu\varepsilon_{xz}. \end{aligned} \quad (21)$$

С учетом симметрии задачи имеем  $\sigma_{kk} = \sigma_{xx} + \sigma_{yy} = 2\sigma_{yy} = 2\sigma$ .

Следовательно,

$$\varepsilon_{kk} = \frac{2\sigma}{3K} + \omega. \quad (22)$$

Подставляя (22) в (21), найдем

$$\varepsilon_{xx} = \sigma \left( \frac{\lambda + 2\mu}{2\mu \cdot 3K} \right) + \frac{1}{3}\omega; \quad \varepsilon_{yy} = \sigma \left( \frac{\lambda + 2\mu}{2\mu \cdot 3K} \right) + \frac{1}{3}\omega; \quad \varepsilon_{zz} = \frac{K\omega}{2\mu} - \frac{\lambda\varepsilon_{kk}}{2\mu}, \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[ \frac{1-\nu}{E} \sigma_{yy} + \frac{1}{3}\omega \right] = 0, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{yy} = C_1 + C_2 z, \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{K\omega - 2\lambda\varepsilon_{xx}}{2\mu + \lambda}. \end{aligned}$$

Интегрируя уравнение (24), получаем соотношение для компоненты напряжений  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$  в виде

$$\sigma_{yy} = \frac{E}{1-\nu} \left( -\frac{1}{3}\omega + C_1 + C_2 z \right), \quad (25)$$

так как  $\lambda = \frac{E\nu}{(1-2\nu)(1+\nu)}$ ,  $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ ,  $E$  – модуль упругости,  $\nu$  – коэффициент Пуассона.

Значение постоянных  $C_1$  и  $C_2$  можно выбрать таким образом [9], чтобы при любых температурах  $T(z)$  результирующая сила и результирующий момент (на единицу длины), обусловленные напряжениями  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{yy}$ , были равны нулю на краях пластинки, т.е. так, чтобы

$$\int_0^L \sigma_{yy} dz = 0 \text{ и } \int_0^L \sigma_{yy} \cdot z \cdot dz = 0. \quad (26)$$

Подставляем (25) в (26):

$$\int_0^L \left[ \frac{E}{1-\nu} \left( -\frac{1}{3}\omega + C_1 + C_2 z \right) \right] dz = 0, \quad (27)$$

$$\int_0^L \left[ \frac{E}{1-\nu} \left( -\frac{1}{3}\omega + C_1 + C_2 z \right) \right] \cdot z \cdot dz = 0. \quad (28)$$

Введем обозначения:

$$f_1(t) = -\frac{1}{3} \int_0^L \frac{E}{1-\nu} \omega \cdot dz, \quad (29)$$

$$f_2(t) = -\frac{1}{3} \int_0^L \frac{E}{1-\nu} \omega \cdot z \cdot dz, \quad (30)$$

$$A = \int_0^L \frac{E}{1-\nu} dz, \quad B = \int_0^L z \frac{E}{1-\nu} dz, \quad D = \int_0^L z^2 \frac{E}{1-\nu} dz.$$

Имеем систему уравнений для нахождения констант интегрирования  $C_1$  и  $C_2$

$$\begin{cases} f_1(t) + C_1 A + C_2 B = 0, \\ f_2(t) + C_1 B + C_2 D = 0, \end{cases}$$

откуда

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{Df_1(t) - Bf_2(t)}{B^2 - AD}, \\ C_2 &= \frac{Af_2(t) - Bf_1(t)}{B^2 - AD}. \end{aligned} \quad (31)$$

В итоге имеем соотношения для вычисления напряжений и деформаций в композиционном материале при обработке внешним импульсным источником энергии:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{E}{1-\nu} [-\alpha_T (T - T_0) + C_1 + C_2 z], \quad 0 \leq z \leq L, \quad (32)$$

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = C_1 + C_2 z, \quad (33)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{3K\alpha_T (T - T_0) - 2\lambda\varepsilon_{xx}}{2\mu + \lambda}, \quad (34)$$

Для получения численных оценок макроскопических напряжений требуется знать механические свойства  $E$ ,  $\nu$  и коэффициент  $\alpha_T$ . В общем случае модуль упругости и коэффициент теплового расширения зависят от температуры. Для чистых веществ можно воспользоваться диаграммой зависимости  $\frac{E^t}{E^{20}}$  от температуры  $T$  [10].

Эффективные механические свойства композиционного материала, аналогично теплофизическим свойствам, зависят от свойств составляющих (частиц и матрицы), а также от объемной доли частиц и могут быть в первом приближении (с учетом принятых предположений и соотношений характерных масштабов) вычислены по формулам

$$E_{\text{eff}} = E_p \eta + E_m (1 - \eta); \quad \alpha_{T,\text{eff}} = \alpha_{T,p} \eta + \alpha_{T,m} (1 - \eta), \quad (35)$$

или

$$\frac{1}{E_{\text{eff}}} = \frac{\eta}{E_p} + \frac{(1-\eta)}{E_m}; \quad \frac{1}{\alpha_{T,\text{eff}}} = \frac{\eta}{\alpha_{T,p}} + \frac{(1-\eta)}{\alpha_{T,m}}. \quad (36)$$

#### 1.4. Изменение механических свойств

Перераспределение легирующего элемента или частичное растворение частиц, естественно, сказывается на свойствах материала. В рамках предложенной модели мы можем это описать следующим образом. Средний состав матрицы в окрестности частиц, находящихся в сечении  $z_k$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots$  оценим по формуле

$$\bar{C}_k(t) = \frac{1}{R_1 - R_0} \int_{R_0}^{R_1} C_k(\xi, t) d\xi. \quad (37)$$

Допустим, что модуль упругости матрицы меняется с составом,

$$E_{m,\text{eff}} = E_m(1 - \bar{C}_k) + E \cdot \bar{C}_k, \quad (38)$$

где  $E$  – модуль упругости, соответствующий легирующему элементу (вид формулы не обоснован). Учитываем связь

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)},$$

оценим предел прочности следующим образом:

$$\sigma_* = \frac{G}{20}. \quad (39)$$

Формулы (37)–(39) позволяют в первом приближении исследовать эволюцию свойств и состава в процессе обработки при варьировании технологических параметров  $t_i, t_p, q_0$ .

## 2. Алгоритм решения

Задача решалась по неявной консервативной разностной схеме с использованием метода прогонки [11]. Был применен специальный численный алгоритм [12], основанный на решении задач неизотермической диффузии, учитывающий различие пространственных и временных масштабов физических процессов в твердой фазе на разных, но согласованных разностных сетках. В данной задаче алгоритм сводится к следующему. На каждом шаге по времени от  $t_j$  до  $t_{j+1}$  решается теплофизическая задача. Затем для выбранных сечений  $z_0, z_1, z_2, \dots$  решаются диффузионные задачи на интервале  $\Delta t_T = t_{j+1} - t_j$  при температурах  $T_0, T_1, T_2, \dots$  с шагом по времени  $\Delta t_D$ , адаптированном к медленному диффузионному процессу  $\Delta t_D \ll \Delta t_T$ .

Следующий этап состоит в расчете напряжений в поверхностном слое с учетом или без учета зависимостей свойств от температуры для момента времени  $t_{j+1}$ . Затем расчет повторяется на следующем шаге по времени. Выбор  $\Delta t_T$  ограничен условием  $\Delta t_T < t_i/10$  и необходимостью корректного описания поля температуры в окрестности температуры плавления [12].

## 3. Анализ численных результатов

Анализ численных результатов показал, что поведение кривых напряжения и деформаций (рис. 3, а, б) качественно соответствует поведению температурного профиля (рис. 3, в) как при постоянных механических свойствах, так и при учете их зависимости от температуры, что и следовало ожидать.

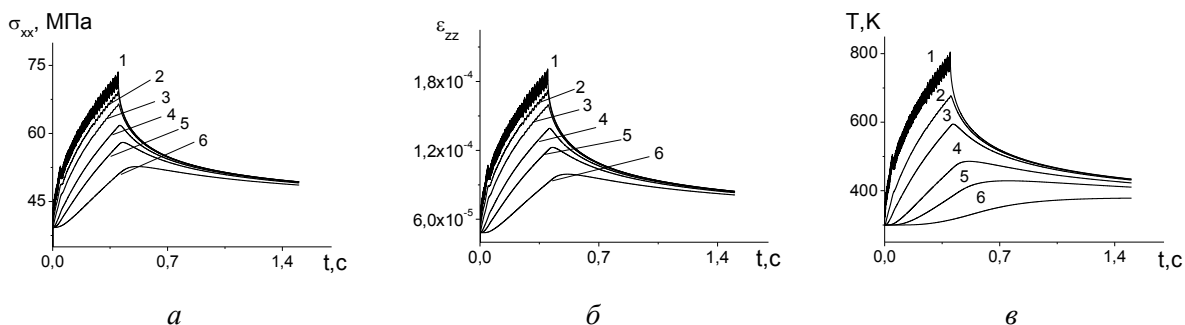


Рис. 3. Динамика изменения напряжений, деформаций и температуры в различных сечениях образца  $x = 1 - 0; 2 - 0,025; 3 - 0,05; 4 - 0,1; 5 - 0,15; 6 - 0,25$  см

при  $n = 200; t_i = t_p = 0,001$  с;  $q_0 = 1,6 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>;  $\eta = 0,5, E, \alpha_T$  – постоянны



С увеличением доли частиц при постоянных механических свойствах максимум в распределении напряжений увеличивается (табл. 1) и, наоборот, уменьшается при учете зависимости механических свойств от температуры (табл. 2).

Таблица 1  
Зависимость  $\sigma_{xx,max}$ ,  $\varepsilon_{xx,max}$ ,  $\varepsilon_{zz,max}$  от доли частиц  $\eta$  при постоянных механических свойствах для условий (7), (34)

$\eta$	0	0,2	0,3	0,5	0,7
$\sigma_{xx,max}$ , МПа	55,66	59,7	61,9	67,1	73,9
$\varepsilon_{xx,max}$ , $10^{-5}$	7,04	7,3	7,4	7,7	7,9
$\varepsilon_{zz,max}$ , $10^{-4}$	1,26	1,38	1,45	1,62	1,85

Таблица 2  
Зависимость  $\sigma_{xx,max}$ ,  $\varepsilon_{xx,max}$ ,  $\varepsilon_{zz,max}$  от доли частиц  $\eta$  с учетом зависимости механических свойств от температуры для условий (7), (34)

$\eta$	0	0,2	0,3	0,5	0,7
$\sigma_{xx,max}$ , МПа	0,0856	0,0834	0,082	0,08	0,08
$\varepsilon_{xx,max}$	0,0113	0,0104	0,01	0,009	0,008
$\varepsilon_{zz,max}$	0,063	0,0635	0,064	0,0655	0,069

Изменение качественного характера кривых  $\sigma_{xx,max}(\eta)$ ,  $\varepsilon_{xx,max}(\eta)$ ,  $\varepsilon_{zz,max}(\eta)$  при учете зависимости свойств от температуры проиллюстрировано на рис. 4, 5. Численные значения напряжений уменьшаются на 2–4 порядка, а величина деформаций возрастает, но остается много меньше единицы.

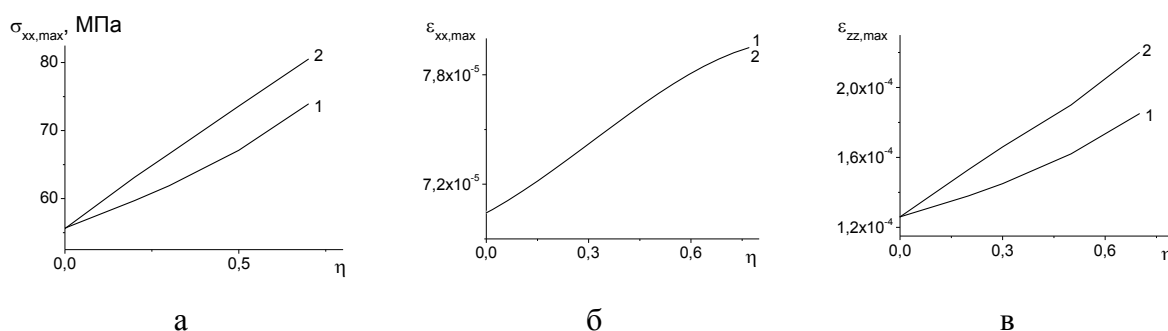


Рис. 4. Зависимость  $\sigma_{xx,max}$ ,  $\varepsilon_{xx,max}$ ,  $\varepsilon_{zz,max}$  от доли частиц  $\eta$  при  $n = 200$ ;  $t_i = t_p = 0,001$  с;  $q_0 = 1,6 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>.  $E$ ,  $\alpha_T$  – постоянны; 1 – расчет по формулам (7), (34), 2 – расчет по формулам (8), (35)

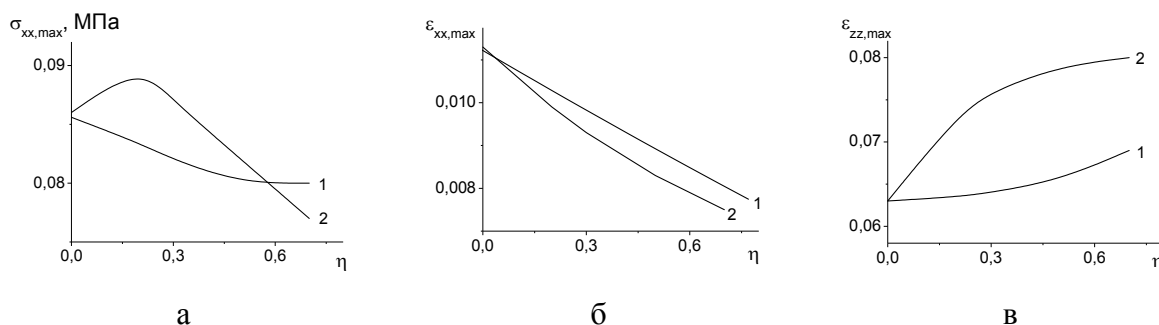


Рис. 5. Зависимость  $\sigma_{xx,max}$ ,  $\varepsilon_{xx,max}$ ,  $\varepsilon_{zz,max}$  от доли частиц  $\eta$  при  $n = 200$ ;  $t_i = t_p = 0,001$  с;  $q_0 = 1,6 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>.  $E(T)$ ,  $\alpha_T(T)$  зависят от температур; 1 – расчет по формулам (7), (34), 2 – расчет по формулам (8), (35)

Изменение среднего состава матрицы в выбранных сечениях со временем проиллюстрировано на рис. 6. Состав матрицы перестает изменяться при понижении температуры. Используя конечное значение  $\bar{C}_k$ , по формулам (38), (39) оценим механические свойства матрицы (рис. 7). В расчетах использованы свойства никеля и титана (как легирующего элемента).

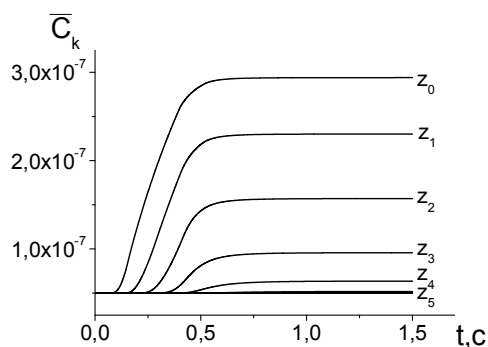


Рис. 6. Изменение среднего состава матрицы во времени в различных сечениях образца

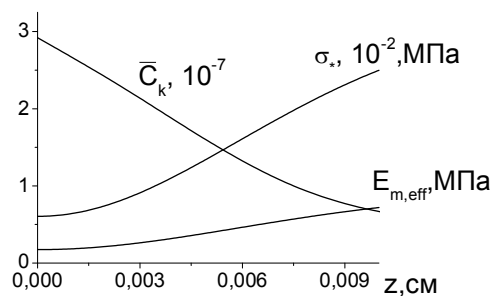


Рис. 7. Зависимость среднего состава матрицы  $\bar{C}_k$ , предела прочности  $\sigma_*$ , модуля упругости матрицы  $E_{m,eff}$  от координаты в результате обработки

Результаты свидетельствуют о том, что упрочнение поверхности слоя композита связано не с формированием диффузионной зоны между частицами и матрицей, а скорее с уменьшением размеров частиц и элементов структуры матрицы, что в расчетах не учитывалось. Неочевидна и формула (38), использованная в оценках.

### Библиографический список

1. Овчаренко В.Е. Модификация металлокерамического сплава электронно-импульсной обработкой его поверхности / В.Е. Овчаренко, С.Г. Псахье, О.В. Лапшин, Е.Г. Колобова// Известия Томского политехнического университета. – 2004 – №6. – Т.307. – С.27–32.

2. Букрина Н. В. Численное исследование формирования переходной зоны между частицами и матрицей в процессе неравновесной электронно-лучевой модификации поверхности композиционного материала / Н. В. Букрина, А. Г. Князева, В.Е. Овчаренко, С.Г. Псахье // Физическая мезомеханика. – 2005 – Т.8. – Спец. выпуск. – С. 53–56.
3. Князева А.Г. Электронно-лучевая модификация поверхности композиционного материала на основе карбида титана с никель-хромовой связкой /А. Г. Князева, В.Е. Овчаренко, С.Г. Псахье // Взаимодействие излучений с твердым телом: VI Международ. конф. / Минск: Изд-во БГУ, 2005.
4. Кристенсен Р. Введение в механику композитов; пер. с англ./ Р. Кристенсен / М.: Мир, 1982. – 336 с.
5. Цимерманис Л.-Х.Б. Сорбция, структурообразование, массоперенос (термодинамика влажного тела)/ Л.-Х.Б. Цимерманис – М.: Алекс, 2006. – 232 с.
6. Князева А.Г. О моделировании необратимых процессов в материалах с большим числом внутренних поверхностей / А. Г. Князева // Физическая мезомеханика. – 2003. – Т.6. – №5. – С 11–27.
7. Князева А.Г. Диффузия и реология в локально неравновесной термодинамике / А. Г. Князева // Математическое моделирование систем и процессов: сб. науч. тр. – Пермь, 2005. – №13. – С. 45–60.
8. Седов Л.И. Механика сплошной среды в 2 т./ Л.И. Седов. – М.: Наука, 1976. – 573 с.
9. Боли Б. Теория температурных напряжений / Б. Боли, Дж. Уэйнер. – М.: Мир, 1964. – 517 с.
10. Физические величины: справочник. / под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоиздат, 1991.– 1232 с.
11. Пасконов В.М. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена/ В.М. Пасконов, В.И. Полежаев, Л.А. Чудов – М.: Наука, 1984. – 288 с.
12. Букрина Н. В. Алгоритм численного решения задач неизотермической диффузии, встречающихся в процессах поверхностной обработки / Н. В. Букрина, А. Г. Князева // Физическая мезомеханика. – 2006. – Т.9. – № 2. – С. 55-62.

Получено 15.07.2008