

## **ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОСТРУКТУР В ОБЪЕМЕ ДЕТАЛИ ПРИ ДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ**

### **Введение**

Для получения нанокристаллических структур на поверхности, как известно, необходимо создание определенных температур (или скорости ее нарастания), давлений в необходимом объеме и наличия атома металла, вокруг которого формируется наноструктура.

Как показано в работах [1–10], действие заряженных частиц на конструкционные материалы приводит к появлению на глубине довольно высоких температур, при действии индивидуальных ионов разных сортов и зарядности и электронов в зоне теплового воздействия есть вероятность появления температурных напряжений значительной величины, что подтверждает возможность появления локальных зон, где достигаются условия появления наноструктур. Для того чтобы такие условия реализовались в значительном объеме: действие высоких температур и напряжений также необходимо обеспечить максимальное заполнение объема полями температур с повышенными температурами и в то же время сохранить зоны с максимальными градиентами температур, когда реализуются высокие значения температурных напряжений. Очевидно, простым увеличением плотностей ионного и электронного тока этого достичь будет нельзя, так как с ростом плотности тока градиенты температур в зоне действия соседних частиц снижаются, а, следовательно, снижаются величины температурных напряжений и условия образования наноструктур не выполняются.

Работа выполнялась в рамках программы Министерства образования и науки "Новые и ресурсосберегающие и технологии в энергетике, промышленности и агропромышленном комплексе" (подсекция 13 – "Аэрокосмическая техника и транспорт") и по темам "Создание физико-технических основ повышения качества материала аэрокосмических конструкций" и "Разработка технологических основ интегрированных технологий плазменно-ионной обработки деталей аэрокосмической техники", а также в рамках хозяйственных работ и договоров о сотрудничестве.

### **Состояние вопроса**

В работах [16–19] исследовано влияние размера зерна на физико-механические и электрические свойства материалов, так в работах [16–18] обнаружено наличие максимума микротвердости в зависимости от размера зерна. В работе [17] наблюдалось слабое влияние размера зерна на микротвердость нитрида в магнетронных нанокompозитах nc –

TiN/ $\alpha$ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> при различных температурах отжига, тогда как для вакуумно-дуговых нанокompозитов есть размеры зерен, для которых реализуется максимальная микротвердость рис. 1 - 4.

В работах [1-5] получены высокие значения микротвердости для покрытия 0.8ZrN+0.2HfN при комбинированной обработке до 45 ГПа, повышение износостойкости и стойкости режущего инструмента до 20 раз, а при нанесении только покрытия 0.8ZrN+0.2HfN микротвердость составляла около 35ГПа, что превышает микротвердость отдельных компонентов более чем в 2 раза, все это дает возможность предполагать, что даже при нанесении только покрытия реализуется появление наноструктур, тогда как дополнительная электроннолучевая модификация позволит получать более эффективные наноструктуры с улучшенными свойствами и на значительной глубине (до 1 мм).

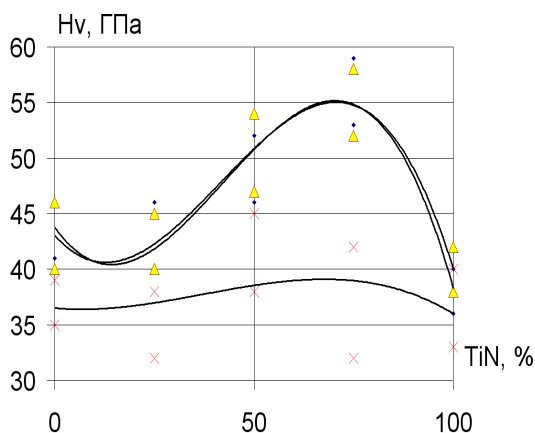


Рисунок 1 – Зависимость микротвердости от процентного состава TiN в покрытии TiB<sub>2</sub>+TiN (размер кристаллов 3-10,2нм) [18]

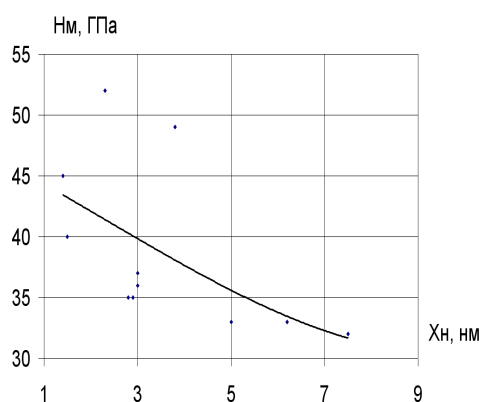


Рисунок 2 – Микротвердость покрытия в зависимости от размера кристалла [17]

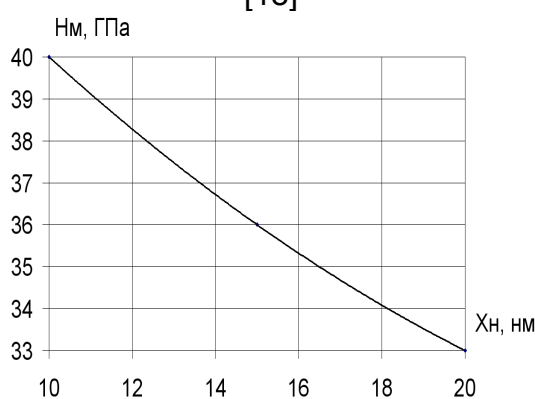


Рисунок 3 – Микротвердость покрытия от размера зерна по данным работы [19]

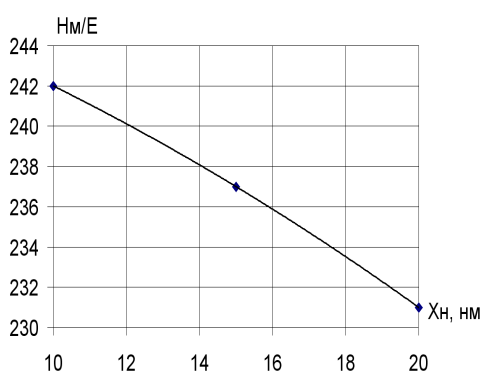


Рисунок 4 – Зависимость микротвердости от размера зерна по данным работы [19]

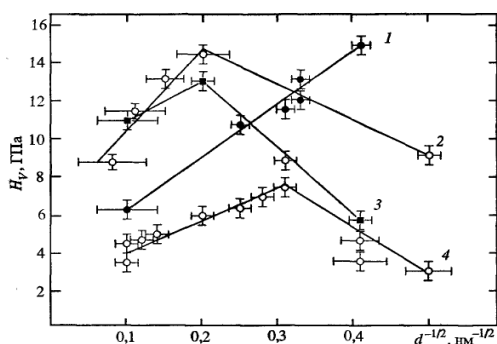


Рисунок 5 – Зависимость микротвердости  $H_v$  от размера зерна дисперсных фаз, выделяющихся в нанокристаллических сплавах, получаемых кристаллизацией аморфных сплавов: 1-  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ ; 2 –  $Fe_{81}Si_7B_{12}$ ; 3 –  $Fe_5Co_70Si_{15}B_{10}$ ; 4-  $Pd_{81}Cu_7Si_{12}$  [16]

За счет действия ионов различных сортов, энергий, зарядности и электронов и их плотностей токов есть возможность сохранения достаточных температур (за счет соответствующего распределения температур по глубине обеспечивается высокая средняя температура), в то же время, выбирая расположение по глубине (варьируя энергии, зарядности и сорта ионов и электронов) обеспечиваем высокие градиенты температур. Следовательно, в довольно большом объеме материала будут действовать значительные по величине напряжения, т.е. будут выполняться условия для получения нанокристаллических структур.

Поэтому, несколько модернизировав модель действия индивидуальных частиц на конструкционные материалы [1,10] получим модель, учитывающую необходимые факторы (в частности, в модели не учитывалась зарядность иона и характер их сложного взаимовлияния в довольно большом рассматриваемом объеме) и одновременное действие электронов.

### 1. Модель действия индивидуального иона и электрона на конструкционный материал

Взаимодействие потоков заряженных частиц и плазменных потоков с конструкционными материалами связано с реализацией широкого круга процессов: столкновительных, теплофизических, термомеханических, термоусталостных, диффузионных, термохимических и плазмохимических, но в настоящее время отсутствуют работы, учитывающие эти факторы и, тем более, их взаимосвязь. Все эти процессы влияют как на характер теплообмена в объеме детали, так и на поверхности, поэтому учет этих процессов необходим как в балансе энергии в элементарном объеме металлической мишени, так и в теплообмене на поверхности мишени, т.е. в граничных условиях.

#### 1.1. Баланс тепла в элементарном объеме детали

Изменение количества тепла в единичном объеме (первое слагаемое в левой части равенства) реализуется за счет: перемещения потока частиц вдоль обрабатываемой поверхности или перемещения мишени относительно потока плазмы со скоростью  $V_p$  (второе слагаемое), теплофизических процессов: влияние на теплообмен

конечной скорости распространения тепла (третье слагаемое), теплопроводности (первое слагаемое справа), смещения фронта испарения (второе слагаемое), плавления (третье слагаемое); столкновительных процессов: объемного источника тепла за счет действия частицы (четвертое слагаемое), затраты энергии на смещение атомов (пятое слагаемое); термоупругих, термопластических и термоусталостных процессов, определяющих энергию деформирования материала элементарного объема (шестое слагаемое); диффузионных процессов, определяющих теплоперенос диффундирующим материалом (седьмое слагаемое); термохимических процессов, связанных с реализацией химических реакций между материалом мишени и бомбардирующими ионами или же между компонентами сплавов и композитных материалов (восьмое слагаемое) и ленц-джоулев нагрев за счет растекания тока (девятое слагаемое - для ионного и электронного потоков) и энергия кристаллизации (последнее слагаемое).

$$\begin{aligned}
 & c[T] \cdot \gamma[T] \frac{dT(x,y,z,t)}{dt} + c[T] \cdot \gamma[T] \frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial y} \cdot V_n + \\
 & + c[T] \cdot \gamma[T] \cdot \tau_p \frac{d^2 T(x,y,z,t)}{dt^2} = \nabla \lambda [T \cdot \nabla T](x,y,z,t) + \\
 & + c[T] \cdot \gamma[T] \cdot V_{tm} \frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial x} - \\
 & - A \cdot L \cdot \gamma[T] \frac{dV}{dt} + B \cdot j_{i,e} \cdot \mu_{i,e} \frac{\partial E_{i,e}}{\partial x} - E_{,M} \cdot S_{,M} \frac{j_{i,e}}{\lambda_{cpi,e}} \pm \\
 & \pm D \frac{dW(x,y,z,t)}{dt} \pm m_a \cdot C_a [T_a] \frac{dn_a}{dt} (T_a - T(x,y,z,t)) \pm \\
 & \pm P_{T,x} (n_A, n_B, T, t_e) \frac{dn_{A(B)}}{dt} L_{T,x,p} + \rho [T] \cdot j^2(x,y,z,t)
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $c[T]$  и  $\gamma[T]$  – теплоемкость и плотность материала мишени, соответствующие температуре  $T$ ;

$\tau_p$  – время релаксации температуры на один Кельвин;

$V_n$  – скорость перемещения плазменного, электронного или ионного потока или мишени относительно него;

$L_{пл}$  и  $L_{Т,Х,Р}$  – удельные теплота плавления и термохимической реакции;

$V_{ф}[T]$  – скорость смещения фронта испарения;

$V_{пл}$  – объем расплавленного металла;

$j_{i,e}$  – плотность тока ионов, электронов или плазменного потока;

$\mu_{i,e}$  – коэффициент аккомодации иона и электрона;

$\frac{\partial E_{i,e}}{\partial x}$  – потери энергии иона и электрона на глубине мишени;

$E_{см}$  – энергия смещения атомов;

$S_{см}$  – число смещенных атомов в результате действия иона или электрона;

$\lambda_{ср i,e}$  – средняя линейная длина свободного пробега ионов и электронов

в материале мишени;

$W(x, y, z, t)$  – энергия деформирования единичного объема мишени;

$m_a$  – масса диффундирующего атома;

$C_a[T_a]$  – теплоемкость диффундирующего материала при температуре  $T_a$ ;

$P_{T,x}(n_A, n_B, T, t_{B3})$  – вероятность термохимической реакции, зависящая от концентрации реагентов  $n_A$  и  $n_B$ , температуры  $T$  и времени взаимодействия  $t_{B3}$ ;

$n_A$  и  $n_B$  – концентрация реагента, определяющего возможность реакции;

$\rho[T]$  – удельное электрическое сопротивление при температуре  $T$ ;

$j(x, y, z, t)$  – плотность тока с учетом растекания тока.

$W_{кр}$  – энергия кристаллизации.

Энергию деформирования единичного объема определим как:

$$W = G \left[ \varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + 2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) + \frac{\mu}{1-\mu} \ell^2 - \frac{2(1+\mu)\alpha_1}{1-2\mu} \ell(T(x, y, z, t) - T_0) \right], \quad (2)$$

где  $2\varepsilon_{ik} = 2\varepsilon_{ki} = \frac{\partial u_k}{\partial i} + \frac{\partial u_i}{\partial k}$  ( $k, i = x, y, z$ );  $\ell = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$ ,

$\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$  – удлинения;

$\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx}$  – сдвиги относительно соответствующих осей;

$u_x, u_y, u_z$  – перемещение относительно соответствующих осей;

$\alpha_1$  – коэффициент линейного расширения материала мишени;

$\mu$  – коэффициент Пуассона (отношение поперечной деформации к продольной, значения  $\mu$  заключены между 0 и 0,5);

$G$  – модуль сдвига (модуль второго рода);

$T_0$  – начальная температура. Для железа  $G = 3,5 \dots 5,3 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $\mu = 0,23 \dots 0,31$ .

Деформация сдвигов  $\varepsilon_{ik}$  не могут задаваться произвольно, они связаны дифференциальными соотношениями - условиями совместности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xy}}{\partial x \partial y}; & \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y \partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ -\frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{yz}}{\partial z \partial y}; & \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x \partial z} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[ -\frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} \right] \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{zx}}{\partial x \partial z}; & \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y \partial x} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[ -\frac{\partial \varepsilon_{yx}}{\partial z} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{xz}}{\partial y} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

этимися условиями проверяется правильность определения удлинений и сдвигов, а их корректировка – вводом дополнительных напряжений.

Для определения удлинений  $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$  и сдвигов  $\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx}$  воспользуемся выражением термоупругого потенциала перемещений  $\Phi$ .

$$\Delta\Phi - \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)} \cdot \frac{\gamma}{G} \cdot \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \cdot \alpha_1 \cdot [T(x, y, z, t) - T] \quad (4)$$

где  $\gamma$  – плотность материала мишени.

Учитывая, что решение задачи проводится в подвижной системе координат и при выходе на стационарный или близкий к нему режим, второе слагаемое в левой части уравнения (4) становится незначительным, получим:

$$\Delta\Phi = \frac{1+\mu}{1-\mu} \cdot \alpha_1 \cdot [T(x, y, z, t) - T] \quad (5)$$

По величине термоупругого потенциала перемещений и по известным соотношениям находим величины удлинений и сдвигов:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{\partial^2\Phi}{\partial i \partial k}, \quad (i, k = x, y, z) \quad (6)$$

Величины температурных напряжений определим по выражению:

$$\sigma_{ik} = 2G \left( \frac{\partial^2\Phi}{\partial i \partial k} - \Delta\Phi \cdot \delta_{ik} \right), \quad (7)$$

где  $\delta_{ik}$  подчиняется условиям:  $\delta_{ik} = 0$  при  $i \neq k$  ( $i, k = x, y, z$ )  $\delta_{ik} = 1$  при  $i = k$ .

В седьмом слагаемом формулы (1), учитывающем теплоперенос диффундирующим материалом, масса диффундирующего атома определяется как:

$$m_a = M \cdot m_p, \quad (8)$$

где  $M$  – атомный вес наносимого материала;

$m_p$  – масса протона.

Изменение концентрации диффундирующих атомов в единицу времени можно при  $t < t_k$  определить как:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{j}{e \cdot z \cdot \sqrt{\alpha t}}.$$

При  $t \geq t_k$

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{j}{e \cdot z \cdot L_D}, \quad (9)$$

где  $j$  – плотность тока;

$e$  – заряд электрона;

$z$  – зарядовое число наносимого материала;

$L_D$  – толщина детали;

$t_k$  – время, за которое деталь прогреется на всю толщину,  $t_k = L_D^2/\alpha$ ;

$\alpha$  – коэффициент температуропроводности.

Формула для расчета коэффициента диффузии:

$$K_{\text{диф}} = a_d \cdot d_3^2 \cdot V_0 \cdot \exp(-U/(kT)) \quad (10)$$

где  $a_d$  – множитель порядка 0,1, определяемый типом кристаллической решетки;

$d_3$  – расстояние между ближайшими эквивалентными положениями вакансий в кристалле;

$V_0$  – величина порядка частоты атомных колебаний в кристалле ( $10^{12} - 10^{14} \text{ c}^{-1}$ );

$U$  – потенциальный барьер, который необходимо преодолеть вакансии при смещении в соседнее положение;

$k$  – постоянная Больцмана;

$T$  – абсолютная температура.

$q_n(x, \tau)$  – объемная плотность теплового потока излучения на расстоянии  $(o, l, \delta)$  за время износа  $\tau$ ,  $\delta = 10^{-5} \div 10^{-4}$  – толщина слоя, в котором поглощается энергия ионизирующего излучения,  $1-R$  – поглощательная и  $\alpha$  – коэффициент поглощения.

## 1.2. Теплообмен на поверхности детали

Тепловой поток на поверхности мишени создается за счет:

1. Столкновительных процессов: тепла, выделяемого на поверхности вследствие действия электрона или иона (первое слагаемое справа), отводится тепловой поток с распыленными частицами (третье слагаемое), с термоэлектронами (четвертое слагаемое), для ионов - отводится тепловой поток с ионно-ионной эмиссией или вторичной ионной эмиссией (пятое слагаемое), потенциальной ионно-электронной эмиссией (шестое слагаемое), кинетической ионно-электронной эмиссией (седьмое слагаемое), характеристическим рентгеновским излучением (восьмое слагаемое), тормозным рентгеновским излучением (девятое слагаемое), переходным излучением (десятое слагаемое), для электронов осуществляется теплоотвод с вторичными электронами (одиннадцатое слагаемое), с вторичными фотонами (двенадцатое слагаемое), с излучением Черенкова (тринадцатое слагаемое), с переходным излучением (четырнадцатое слагаемое), с тормозным рентгеновским излучением (пятнадцатое слагаемое), с характеристическим рентгеновским излучением (семнадцатое слагаемое).

2. Теплофизических процессов: отводится тепловой поток с испаренным материалом (восемнадцатое слагаемое), с ушедшим материалом в жидкой фазе, если создаются условия для его выброса (девятнадцатое слагаемое), с тепловым излучением нагретой поверхности (двадцатое слагаемое) и с конденсированными атомами, ранее испаренными (двадцать первое слагаемое).

3. Плазмохимических процессов, реализующихся за счет реакций потока плазмы или потока ионов с распыленным и испаренным материалом мишени или с адсорбированным излучением.

Передача энергии также осуществляется за счет излучения потока ионов, электронов или плазмы (последнее слагаемое):

$$-\lambda [T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} = F_{i,e} + q(r) - F_{расн} - F_{м.э.} - \left[ F_{вс} + F_{эф} + F_{и.э} + F_{ни} + F_{x,pu} + F_{мпу} + F_{нл} \right] - \left[ F_{и.е} + F_{у.ф.э} + F_{и.э.э} + F_{куэ} + F_{x,пу} + F_{мпу} + F_{ни} \right] - F_{исн} - F_{нл} - \sigma \varepsilon T^*(0, y, z, t) \pm F_{конд} + F_{пх} + \sigma \varepsilon_c T_c^*, \quad (11)$$

где  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;

$\varepsilon$  и  $\varepsilon_c$  – степень черноты поверхности мишени и среды;

$T_c$  – температура среды.

Рассмотрим более подробно каждое слагаемое в формуле (11):

Плотность теплового потока вследствие действия налетающих частиц равна:

$$F_{i,e} = \mu_{i,e} E_{i,e} J_{i,e} - K_{отр i,e} J_{i,e} E_{отр i,e}, \quad (12),$$

где  $\mu_{i,e}$  – коэффициент аккомодации иона или электрона, определяющий максимальную долю энергии, которую ион или электрон может передать атому;

$E_{i,e}$  – энергия налетающих частиц;

$K_{отр i,e}$  – коэффициент отражения ионов или электронов;

$E_{отр i,e}$  – энергия отраженных частиц.

Кнудсен определили коэффициент аккомодации как:

$$\mu = \lim_{E_1 \rightarrow E_0} \frac{E_2 - E_0}{E_1 - E_0},$$

(13)

где  $E_0$  – энергия налетающей частицы;

$E_1$  – энергия атомов на поверхности;

$E_2$  – энергия покидающей частицы.

## 2. Результаты расчета полей температур и температурных напряжений при действии потока плазмы и получение наноструктур

Исследованы теплофизические процессы при действии плазменного потока в широком диапазоне интенсивности потока частиц.

Для индивидуальных частиц ( $j \leq j'_{кр}$ ) и потока как сплошной среды ( $j \leq j''_{кр}$ ) можно пользоваться результатами, приведенными в [1]. Исследование проведем в основном для случая взаимовлияния соседних частиц ( $j < j' < j''_{кр}$ ).

Для индивидуальных частиц ( $j \leq j'_{кр}$ ) и потока как сплошной среды ( $j \leq j''_{кр}$ ) можно пользоваться результатами, приведенными выше. Исследование проведем в основном для случая взаимовлияния соседних частиц ( $j < j' < j''_{кр}$ ).

1. Рассмотрим три случая теплового действия плазмы на деталь. Действие частиц плазменного потока как индивидуальных тепловых источников, т.е. случай отсутствия наложения температурных полей соседних ионов и электронов ( $j \leq j'_{кр}$ ).

2. Совместное тепловое действие ряда частиц при наложении их температурных полей ( $j \leq j' \leq j''_{кр}$ ).



### 3. Действие плазменного потока как сплошной среды ( $j \geq j''_{кр}$ ).

Рассмотрим действие электронов и ионов средних энергий в плазменном потоке при условии, что  $j \leq j'_{кр}$ . Если плотность тока лежит между первой и второй критической, т.е. когда наблюдается наложение температурных полей от действия соседних частиц, задача усложняется. Проанализируем действие только четырех тепловых источников, первые два из которых - это ионы с энергией  $\dot{E}_i$ , а остальные - электроны с энергией  $\dot{E}_e$  (рис. 6), причем в рассматриваемой области выделяется только четвертая часть энергии каждой из четырех частиц. Эта область ограничивается прямоугольным параллелепипедом со сторонами, равными расстоянию между частицами в потоке  $l_r$ , и высотой, равной максимальной глубине проникновения температурного поля. Тепловые источники - электроны - действуют в точках  $A(0, 0, 0)$  и  $C(0, l_r, l_r)$ , в точках же  $B(0, l_r, 0)$  и  $D(0, 0, l_r)$  действуют ионы (вдоль вертикалей, проходящих через эти точки).

В общем случае рассмотрение температурных полей в зоне действия плазменного потока проводилось при плотностях тока, равных первой критической и при промежуточных значениях. Такое рассмотрение позволяет выявить все экстремальные ситуации и оценить правомочность разделения теплофизических задач по плотностям тока (интенсивностям) в плазменном потоке.

На рис. 7 представлена картина распределения температур в зоне действия на деталь из железа (стали) плазменного потока с ионами азота (средняя энергия  $\dot{E}_i=800$  эВ) и электронами ( $\dot{E}_e=3$  эВ) на следующих поверхностях:

1)  $x=0$ ; 2)  $x=0,75\lambda_{cp}$ ; 3)  $x=1,5\lambda_{cp}$  (где  $\lambda_{cp} = 1/2(\lambda_e + \lambda_i)$ ) за время

$t = \frac{\tau_{bi} + \tau_{be}}{2} = \tau_{bcp}$ ,  $t=2\tau_{bcp}$ ,  $t=10\tau_{bcp}$ . Плотности тока в плазменном потоке

составляли:

$j=j'_{кр}=7 \times 10^6$  А/м<sup>2</sup> (рис.2а);  $j=8 \times 10^7$  А/м<sup>2</sup> (рис. 7, б);  $j=j''_{кр}=0,3 \times 10^8$  А/м<sup>2</sup> (рис.7, в). Видно, что при малых плотностях тока температурные поля в зоне действия частиц остаются такими же, как при действии иона с энергией 800 эВ и электрона с энергий 3 эВ, максимальная температура наблюдается в зоне действия ионов и составляет величину 2100 К, тогда как в зоне действия электрона температура значительно ниже. На рассмотренных глубинах распределения температур отличаются значительно, наблюдается несколько более высокие температуры на глубине  $0,75\lambda_{cp}$ . Распределение температур по исследованным поверхностям существенно неоднородное.

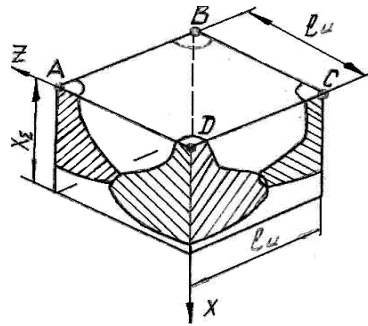


Рисунок 6 – Дальнейшее увеличение плотности тока до второй критической, приводит к выравниванию распределения температур

При увеличении плотности тока в потоке до  $8 \times 10^7$  А/м<sup>2</sup> наблюдается наложение температурных полей соседних частиц, характер изменения температур в исследованных плоскостях становится более равномерным. В центральной части рассматриваемых поверхностей величины температур заметно увеличиваются, но максимальная температура остается такой же, как и в предыдущем случае. Однако и в этом случае градиенты температуры существенны, а характер распределения температуры на исследованных глубинах сохраняется (рис. 7, б).

Дальнейшее увеличение плотности тока до второй критической, приводит к выравниванию распределения температур - они приближаются к максимальным. Не значительный градиент температур наблюдается по диагонали, где действуют электроны (рис. 7, в). Дальнейшее увеличение плотности тока приводит к выравниванию распределения температур по поверхности.

При действии плазменного потока на алюминиевую деталь ( $E_i=800$  эВ,  $E_e=38$  эВ, ионы титана) характер распределения температур по глубине изменяется, наблюдается их различие. Так, при плотности тока, равной первой критической ( $j=j'_{кр}$ , рис. 8, а), просматривается существенная неоднородность температур по глубине мишени и в исследованных плоскостях. Характер распределения в зоне действия частиц такой же, как при действии ионов с энергией 800 эВ (максимальная температура 637 К наблюдается на глубинах  $x=0,6\lambda_{ср}$  для ионов). Реализуются значительные градиенты температур. При увеличении плотности тока в пучке до  $3 \times 10^7$  А/м<sup>2</sup> (рис. 8, б) происходит некоторое их выравнивание в исследованных плоскостях, максимальная температура и немонотонность ее по глубине сохраняются, градиенты падают по сравнению с предыдущими случаями.

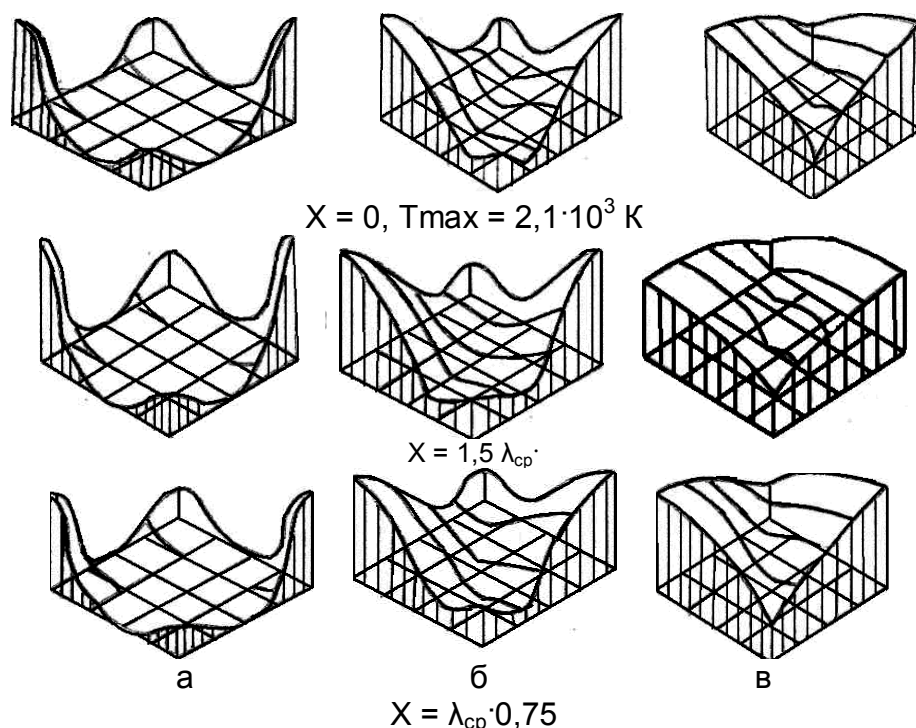


Рисунок 7 – Температурные поля в зоне действия плазменного потока на железо  $E_{cp} = 800 \text{ эВ}$ ,  $E_{cp1} = 3 \text{ эВ}$  при различных плотностях тока: а -  $j = j_{кр}^I = 7 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$ ; б -  $j = 8 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$ ; в -  $j_{кр}^{II} = 3,3 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$  ( $T_{max} = 2,1 \cdot 10^3 \text{ К}$  ионы азота)

Дальнейшее увеличение плотности тока до второй критической ( $2,1 \times 10^8 \text{ Ам}^2$ , рис. 8, в) приводит к выравниванию распределения температур в исследованных плоскостях и приближению их к максимальной в диагональной плоскости действия электронов. Таким образом, увеличение плотности тока приводит к выравниванию температурных полей. После завершения цикла облучения наблюдается выравнивание температурных полей по поверхностям и некоторый рост температуры в глубине, после чего она снижается.

Исследование полей температур показало наличие высоких по величине градиентов температур, что говорит о возможности реализации температурных напряжений значительных по величине. Результаты расчета температурных напряжений представлены на рис. 9 и 10. Так для случая действия плазменного потока с ионами азота  $E_i = 800 \text{ эВ}$  и  $E_e = 3 \text{ эВ}$  на железо реализуются максимальные температурные напряжения  $1,4 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$  на глубине  $0,6 X_{cp}$  при плотности тока равной первой критической ( $7 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$ ) с ростом плотности тока происходит снижение при плотностях тока  $j = 8 \cdot 10^6$  и становятся совсем незначительными при плотностях токов равных второй критической  $j = 6,3 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ . Причем для первой критической плотности тока температурные напряжения на поверхности достигают значений  $5,7 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ , которые с ростом плотности тока снижаются (рис. 9).

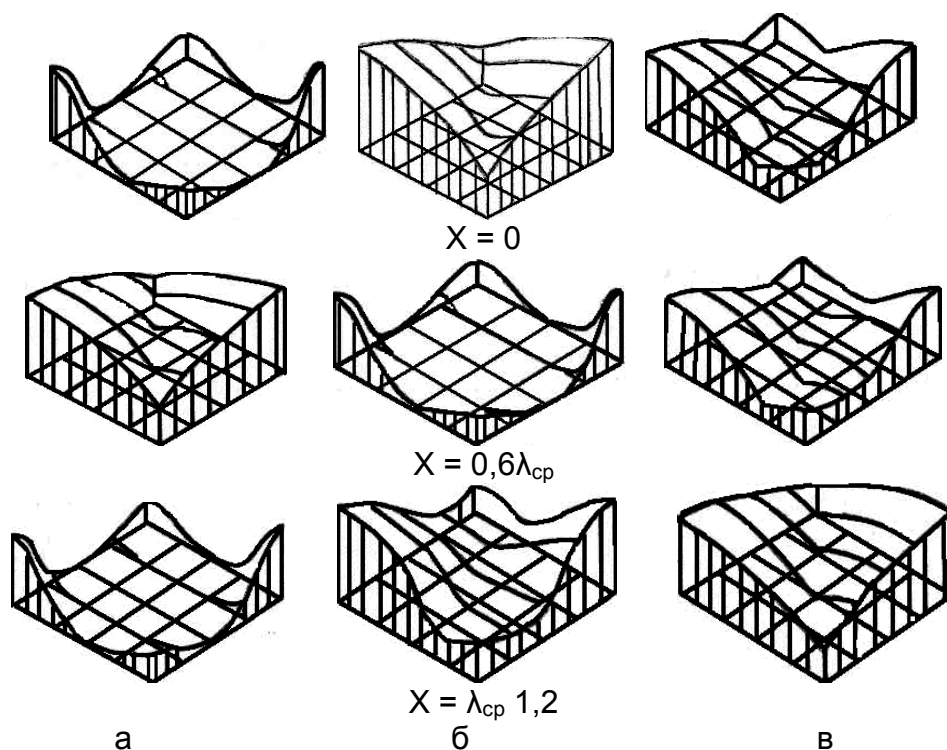


Рисунок 8 – Температурные поля на поверхностях  $X=0$ ,  $X=0,6\lambda_{cp}$  и  $X=1,2\lambda_{cp}$  в зоне действия плазменного потока  $E_i = 800\text{эВ}$  -  $T_i$ ,  $E_e = 3,8\text{эВ}$  с плотностью токов: а -  $j = j_{кр}^I = 2,7 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ ; б -  $j = 3 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$ ; в -  $j = j_{кр}^{II} = 3,7 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$  на алюминиевую мишень.  $T_{max} = 637 \text{ K}$

В случае действия плазменного потока с ионами титана  $E_i=800 \text{ эВ}$  и электронами,  $E_e=3 \text{ эВ}$  на алюминиевую деталь при плотности тока равной первой критической плотности тока ( $j_{кр}^I = 2,7 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ ) максимальные значения температурных напряжений реализуются на глубине равной  $0,6 \lambda_{cp}$  и равны  $5,4 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$  в тоже время на поверхности и на глубине авной  $1,2 X_{cp}$  они малы. С ростом плотности тока до второй критической ( $j_{кр}^{II} = 2,1 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$ ) они существенно снижаются даже на глубине  $X = 0,6X_{cp}$ . В этом случае температурные напряжения на поверхности и на глубине равны  $1,2 X_{cp}$  незначительны, что связано с теплофизическими и механическими характеристиками обрабатываемой детали (рис. 10).

Интегральное действие плазменного потока может быть рассмотрено как для случая действия потока частиц как сплошной среды [1] но там динамика температур и температурных напряжений существенно незначительна и высоких значений температур и температурных напряжений ожидать не следует, а тем более высоких скоростей нарастания температур.

$N^+ + e^-; E_i^A = 800 \text{ эВ}; E_e^c = 3 \text{ эВ}$

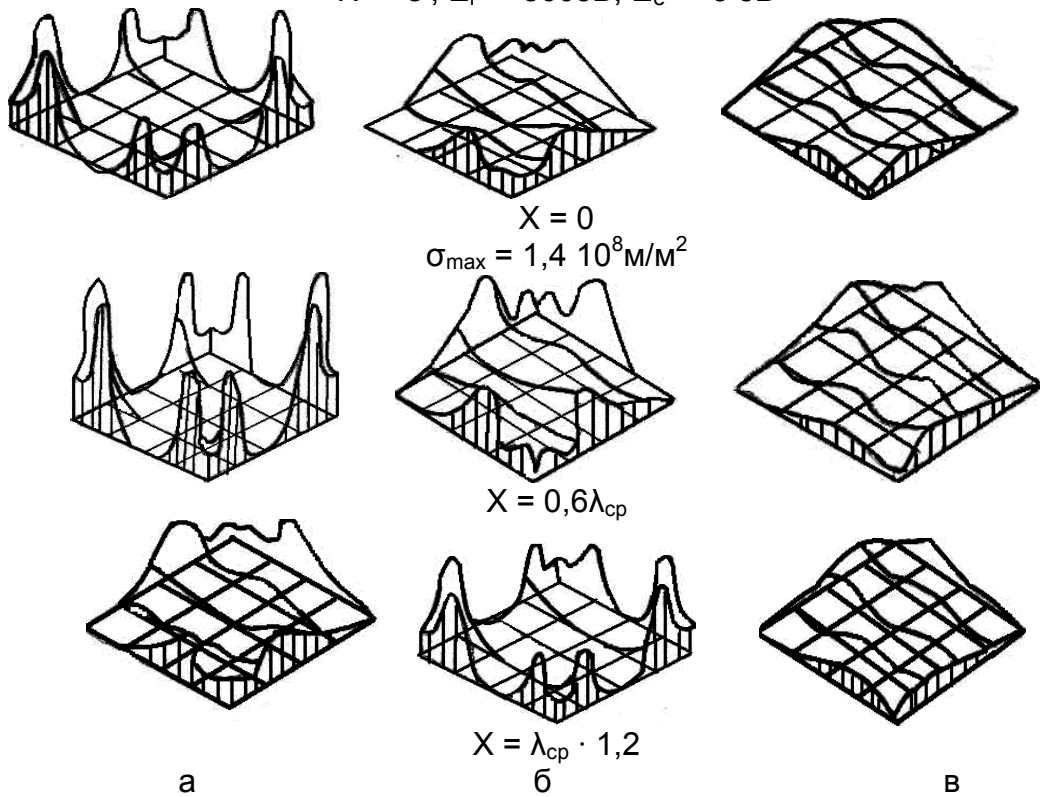


Рисунок 9 – Температурные напряжения в зоне действия плазменного потока на железо (сталь):  $E_i = 800 \text{ эВ}, E_e = 3 \text{ эВ}, \sigma_{пр} = 1,4 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$  / а -  $j = j_{кр}^I = 7 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$ ; б -  $j = 8 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$ ; в -  $j_{кр}^{II} = 6,3 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$

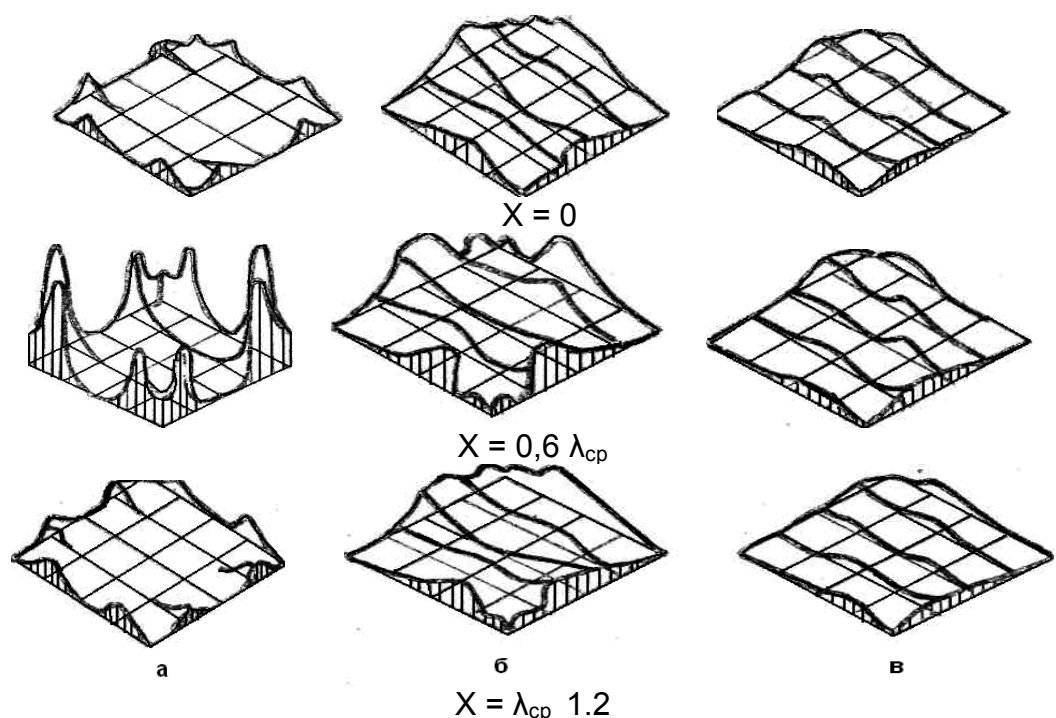


Рисунок 10 – Поля температурных напряжений в зоне действия плазменного потока на молибден / $E_{ср} = 800 \text{ эВ}, E_{ср}^I = 3 \text{ эВ}$ / при различных плотностях тока: а -  $j = j_{кр}^I = 2,7 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$ ; б -  $j = 3 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$ ; в -  $j_{кр}^{II} = 2,1 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2, \sigma_{max} = 5,4 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$

## Выводы

Показано, что достигаются требуемые температуры и скорости нарастания температур, величины температурных напряжений (давлений) достаточные для получения наноструктур в объеме детали, в то же время для повышения эффективности этого процесса можно подавать в плазменном потоке небольшую долю ионов катализатора.

## Список использованных источников

1. Костюк Г.И. Физические процессы плазменно-ионных, ионно-лучевых, плазменных, светолучевых и комбинированных технологий. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий: моногр. / Г.И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. – Кн. 1. – 587 с.

2. Костюк Г.И. Физико-технические основы напыления покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированной технологии. Справочник для расчета основных физических и технологических параметров, оценки возможностей, выбора типа технологий и оборудования. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий: моногр. / Г.И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. – Кн. 2. – 441 с.

3. Костюк Г.И. Эффективный режущий инструмент с покрытием и упрочненным слоем: справ. / Г.И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2003. – 414 с.

4. Костюк Г.И. Наноструктуры на базе фуллеренов: Физика, свойства, применение / Г.И. Костюк // Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов: сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н.Е. Жуковского «ХАИ». – Вып. 3(50). – Х., 2007. – С. 78 – 96.

5. Костюк Г.И. Об аномально высокой микротвердости слоев из одно- и многокомпонентных покрытий из нитридов, карбидов и карбонитридов металлов / Г.И. Костюк, Л.В. Лобанова, И.А. Сыпченко, А.Н. Куринный // Вісті Академії інженерних наук України: Науково-технічний та громадський часопис Президії Академії інженерних наук України. – Вип.3 (30). – Київ, 2006. – С. 222 – 231.

6. Костюк Г.И. Трибологические свойства алмазоподобных углеродных покрытий и возможные области их применения / Г.И. Костюк, И.А. Сыпченко // Вісті Академії інженерних наук України: Науково-технічний та громадський часопис Президії Академії інженерних наук України. – Вип.3 (30). – Київ, 2006. – С. 251 – 259.

7. Костюк Г.И. Научные основы создания современных технологий: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т, 2008. – 551 с.
8. Костюк Г.И. Физико-технические основы роботизированного производства / Г.И. Костюк. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 2006. – 614 с.
9. Гречихин Л.И. Физика наночастиц и нанотехнологий / Л.И. Гречихин. – Минск: УП «Технопринт», 2004. – 397 с.
10. Kostyuk G.I. The effective cutting tools having the coating and hardened layers: monograph-reference book / G.I. Kostyuk. – Kharkov: “КНАІ”, 2007. – 633 p.
11. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности / П. Шнейдер. – М.: Иностран. лит-ра, 1960. – 488 с.
12. Аксенов И.И. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы / И.И. Аксенов. – Изд-во НИИ «ХФТИ», Х., 2005. – 211 с.
13. Хаякава С. Физика космических лучей. Кн. 2.: Ядерно-физический аспект / С. Хаякава. – М.: Мир, 1973. – 701 с.
14. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях / Ю.В. Готт. – М.: Атомиздат, 1978. – 271 с.
15. Гусев А.И. Нанокристаллические материалы: методы получения и свойства / Изд-во РАН, Уральское отделение, Екатеринбург, 1998. – 302 с.
16. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии / А.И. Гусев. – М.: «Физматлит»2005, 416 с.
17. Решетняк Е.Н. Синтез упрочняющих наноструктурных покрытий / Е.Н. Решетняк, В.И. Стрельницкий // Вопросы атомной науки и техники, 2008. – №2. – С. 119 – 130.
18. Андриевский Р.А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы / Р.А. Андриевский // Физика металлов и металловедение, 2003. – Т. 91. – № 1. – С. 50 – 56.
19. Гончаров А.А. Состав, структура и свойства наноструктурных пленок боридов тантала / А.А. Гончаренко, П.И. Игнатенко, В.В. Петухов, В.А. Коновалов и др. // ЖТФ, 2006. – Т. 76.