

## **СОЗДАНИЕ НАНОСТРУКТУР В ОБЪЕМЕ ДЕТАЛИ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКЕ**

### **Введение**

Для получения нанокристаллических структур на поверхности, как известно, необходимо создание определенных температур (или скорости их 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 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 тока этого достичь 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 технологии в энергетике, промышленности и агропромышленном комплексе» (подсекция 13 «Аэрокосмическая техника и транспорт») и по темам: «Создание физико-технических основ повышения качества материалов аэрокосмических конструкций» и «Разработка технологических основ интегрированных технологий плазменно-ионной обработки деталей аэрокосмической техники», хоздоговорных работ и договоров о сотрудничестве.

### **Состояние вопроса**

В работах [16-19] исследовано влияние размера зерна на физико-механические и электрические свойства материалов, 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 пс – 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+HfN 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 35 ГПа, что превышает микротвердость отдельных компонентов более чем в два раза. Все это дает возможность предполагать, что даже при нанесении только покрытия реализуется появление наноструктур, тогда как дополнительная электронно-лучевая модификация позволит получать более эффективные наноструктуры с улучшенными свойствами и на значительной глубине (до 0,1 мм).

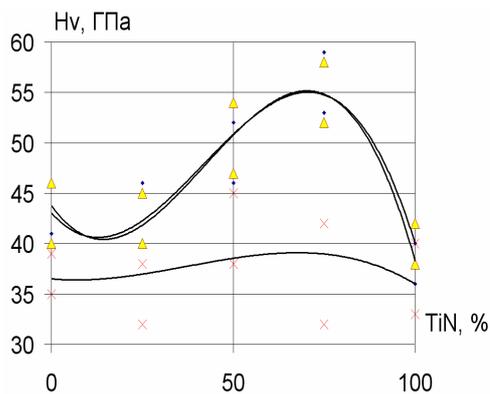


Рисунок 1 – Зависимость микротвердости от процентного состава TiN в покрытии TiB<sub>2</sub>+TiN (размер кристаллов 3-10,2 нм) [18]

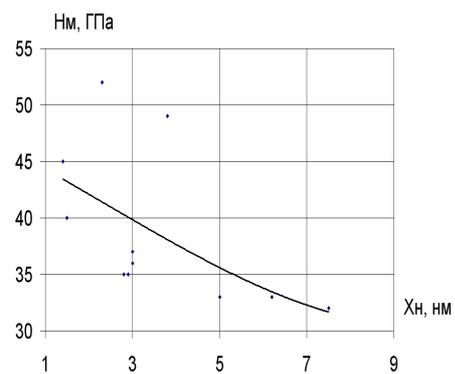


Рисунок 2 – Микротвердость покрытия в зависимости от размера кристалла [17]

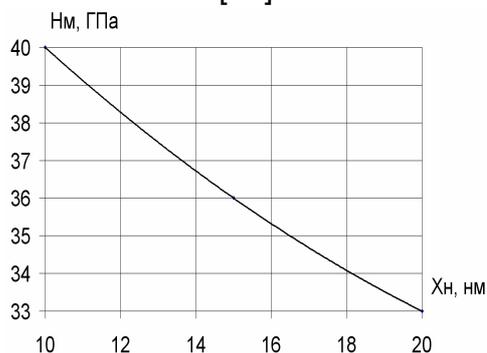


Рисунок 3 – Микротвердость покрытия в зависимости от размера зерна по данным работы [19]

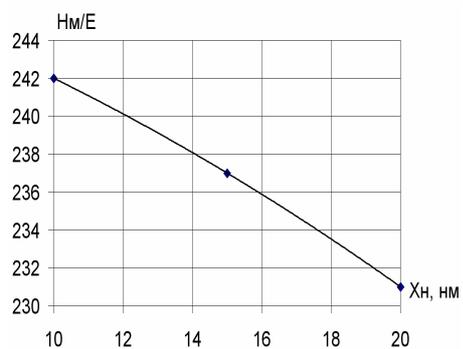


Рисунок 4 – Зависимость микротвердости от размера зерна по данным работы [19]

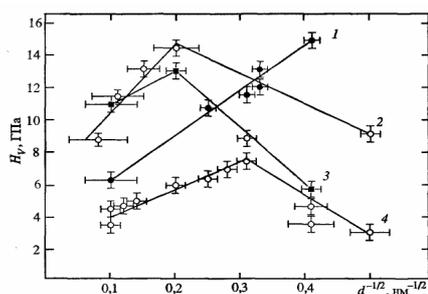


Рисунок 5 – Зависимость микротвердости  $H_v$  от размера зерна дисперсных фаз, выделяющихся в нанокристаллических сплавах, получаемых кристаллизацией аморфных сплавов: 1-  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ ; 2 –  $\text{Fe}_{81}\text{Si}_7\text{B}_{12}$ ; 3 –  $\text{Fe}_5\text{Co}_{70}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ ; 4-  $\text{Pd}_{81}\text{Cu}_7\text{Si}_{12}$  [16]

Из-за действия электронов различных энергий и плотностей токов есть возможность сохранения достаточных температур (за счет соответствующего распределения температур по глубине обеспечивается высокая средняя температура), в то же время, выбирая расположение температурных полей по глубине (варьируя энергии электронов), обеспечиваем высокие градиенты температур. Следовательно, в довольно большом объеме материала будут действовать значительные по величине напряжения, т.е. будут выполняться условия для получения кристаллических наноструктур.

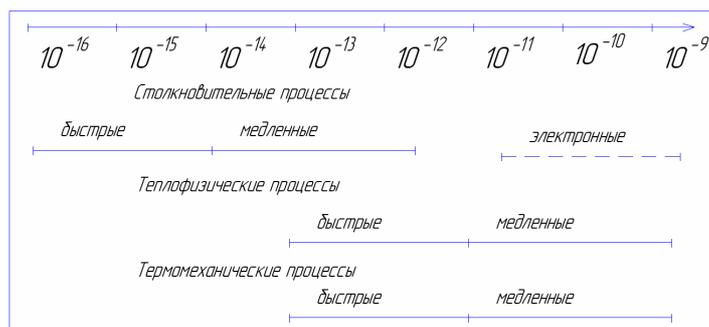
Поэтому, несколько модернизировав модель действия индивидуальных частиц на конструкционные материалы [1, 10], получим модель, учитывающую необходимые факторы (в частности, в модели не учитывался характер взаимовлияния полей температур и температурных напряжений в объеме).

### 1. Модель теплофизических и термомеханических процессов в зоне действия индивидуальных электронов

Анализ экспериментальных данных и теоретических моделей распыления показал: наблюдается существенное отличие экспериментальных значений коэффициента эрозии (распыления) для одинаковых энергий заряженных частиц, модели эрозии не учитывают влияние плотности тока в действующем потоке на эрозионные процессы, теоретические модели эрозии не учитывают термомеханические процессы, а рассматривают в отдельности или столкновительные, или теплофизические (исключение составляет работа [16], в которой проведена попытка совместного учета двух последних).

Для того чтобы представить влияние теплофизических, термомеханических и столкновительных процессов, рассмотрим внутреннюю картину их действия.

Временную картину влияния различных процессов на распыление можно представить в таком виде:



Различные стадии взаимодействия заряженных частиц с материалом (приблизительная схема)

1. Быстрые столкновительные процессы ( $t = 10^{-16} - 10^{-14}$  с, время на схеме указано приблизительно, оно зависит от материала мишени, энергии и сорта бомбардирующей частицы), когда падающая частица сталкивается с атомом мишени, который затем покидает ее после одного взаимодействия.

2. Медленные столкновительные процессы ( $10^{-14} - 10^{-12}$  с) обусловлены внутренним потоком атомов мишени, пересекающим поверхность (эффект Зигмунда).

3. Электронные процессы ( $t \geq 10^{-10}$  с), связанные с реакцией нейтрализации ионов электронами проводимости, приводящей к дополнительному испарению материала. В этих реакциях могут участвовать диффундирующие к поверхности электроны проводимости из объема мишени.

4. Быстрые теплофизические процессы ( $t = 10^{-13} - 10^{-10}$  с), связанные с испарением материала с поверхности мишени при релаксации энергии столкновений в тепловую (в микроскопической области действия одной частицы).

5. Медленные теплофизические процессы ( $t \geq 10^{-10}$  с), связанные с испарением при соответствующей макроскопической температуре мишени.

6. Быстрые термомеханические процессы ( $t = 10^{-13} - 10^{-10}$  с) определяются действием динамических температурных напряжений в зоне одной частицы – тепловым ударом, а следовательно, термоупругими и термоусталостными разрушениями. Эти процессы связаны с быстрыми теплофизическими процессами.

7. Медленные термомеханические процессы ( $t \geq 10^{-10}$  с), связанные с действием медленных теплофизических процессов и приводящие к термоупругому или термоусталостному разрушению макроскопических участков мишени.

В работе Р. Келли рассмотрены столкновительные и тепловые процессы как независимые для выявления определяющего механизма эрозии в тех или иных условиях, однако тепловые задачи значительно упрощены.

В настоящей работе рассмотрены во взаимосвязи теплофизические и термомеханические процессы и их влияние на

распыление (эрозионные процессы) при действии потоков частиц с различной энергией и плотностью тока.

Совместное рассмотрение теплофизических и термомеханических процессов в зоне действия индивидуальных электронов позволит оценить возможные механизмы разрушения материала мишени, т.е. на базе теплофизического подхода будут рассмотрены эрозионные процессы, а также исследована возможность термоупругого и термоусталостного разрушения в этих условиях. Такие исследования проводятся в основном теоретически, но ряд вопросов будет проверен экспериментально.

### **Исследование теплофизических и эрозионных процессов при действии индивидуальных электронов на материалы**

В этом параграфе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования эрозионных процессов при действии электронов с плотностью тока в потоке меньше критической плотности  $j \leq j_{kp}^l$ , т.е. при действии индивидуального электрона [1]. Схема передачи энергии электрона материалу мишени представлена на рис.6.

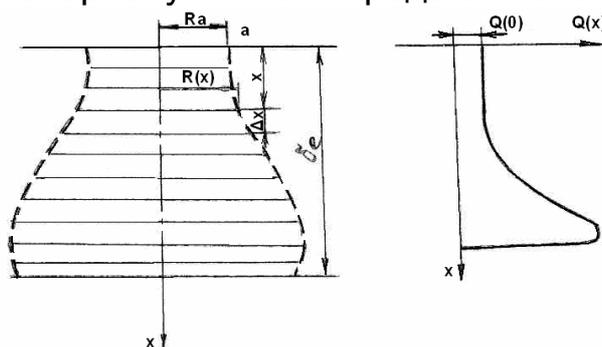


Рисунок 6 – Схема передачи энергии электрона материалу мишени по глубине

Теоретическое исследование проводим на основе теплофизического подхода к эрозионному действию электронов, что позволит развить общее положение для случая влияния соседних частиц как сплошной среды.

Экспериментальное исследование включает в себя изучение эрозионного действия электронов на чистые металлы и сплавы как в случае падения потока частиц по нормали к поверхности мишени, так и при наклонном их падении.

Проводится также сравнение результатов опытного и теоретического исследования.

### **Теплопроводность при передаче энергии заряженными частицами**

Передача энергии электрона металлу возможна за счет теплопроводности. Так, электронная составляющая теплопроводности определяется величиной коэффициента электронной теплопроводности:

$$\lambda_3 = \frac{4nk^3 m \mu T_o^2}{3\pi h^3 c^2}, \quad (1)$$

где  $m$  – масса атома металла;  $\mu = 5,77 \cdot 10^{-27} n_0^{2/3}$  эрг;  $\mu$  – энергия Ферми;  $T_o = \frac{hw}{k}$  – дебаевская температура;  $c$  – постоянная взаимодействия с решеткой, м;  $n_0$  – число электронов в единице объема ( $n_0 \approx 10^{22}$  см<sup>-3</sup>);  $k$  – постоянная Больцмана;  $h$  – постоянная Планка ( $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$  эрг); ( $w = \frac{U}{2a}$ ) – максимальная частота колебания атома решетки;  $U$  – скорость звука в металле;  $a$  – расстояние между двумя соседними атомами (почти для всех материалов  $w \approx 10^{13}$ , так как  $a = 2 \cdot 10^{-8}$  см, а  $U = 10^5$  см/с).

Оценка величины  $\lambda_0$  дает значение порядка  $10^6 - 10^7$  эрг/см с К.

Возможна фононная теплопроводность в материале мишени, так как движение частиц связана с распространением волн, а следовательно, и с волновой передачей энергии (фононной теплопроводностью).

Коэффициент фононной теплопроводности можно записать в виде

$$\lambda_\phi = 0,1 \lambda_0 \frac{T_o}{T}. \quad (2)$$

Так как  $T_o$  – дебаевская температура порядка 200-300 К, то даже при температурах порядка 100 К фононная часть теплопроводности будет незначительна.

Лучистая теплопроводность в материале может быть существенна только при температурах, больших  $10^5$  К, которые явно не достигаются.

Учитывая сказанное выше, можно полагать, что основным видом передачи энергии материалу мишени будет электронная теплопроводность.

### **Постановка задачи об эрозионном действии электронов с учетом истинного характера передачи энергии и теплопроводности**

На основе анализа характера передачи энергии электрона материалу мишени (см. рис. 6.) интенсивность объемного источника тепла, создаваемого налетающей частицей, имеет вид

$$Q(x)_k = (1 - \eta) \int_{\lambda_{k-1}}^{\lambda_k} \frac{dE}{dx} dx, \quad (3)$$

где  $\eta$  – коэффициент отражения.

Плотность теплового потока на поверхности мишени, создаваемого за счет объемного источника, определяется выражением

$$F_o = \frac{1}{\pi R_o} \frac{dQ(o)}{dt}, \quad (4)$$

где  $R_o = (2-3)R_i$  – радиус теплового пятна на поверхности мишени.

Глубина проникновения теплового источника в тело мишени определяется пробегом электрона в мишени, а радиус зоны действия объемного источника тепла – характером рассеяния энергии.

Тогда

$$R(x)_k = R_o + \sum_{k=1}^k \lambda_k \sin \sum_{k=1}^k \varphi(x)_k, \quad (5)$$

$$\varphi(x)_k = \frac{8\gamma}{\mu(\gamma-1)} - z \sqrt{\left(1 + \frac{1}{z}\right) \frac{\rho \lambda_k}{A}}, \quad (6)$$

где  $R_o = (2-3)R_i$ ;  $\gamma = \frac{E}{\mu} + 1$ ;  $\mu = m_e V_e^2$ ;  $\rho$  – плотность материала.

В случае малых энергий электрона выполняется условие  $\frac{e^2}{hV_e} \gg 1$ .

Тогда полный пробег электрона определяется как  $\delta_e = 2,1 \cdot 10^{-12} \frac{E_2}{\rho}$ , а потери энергии – выражением

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4z^2}{3\pi} I_n \frac{mV}{hP} \ln \frac{hV_f}{e^2}, \quad (7)$$

где  $V = \sqrt{\frac{3E_e}{2m_e}}$ ,  $V_f = c \left(\frac{e^2}{hc}\right) z^{1/3}$ .

В случае больших энергий электронов, когда выполняется условие  $\frac{e^2}{hV} < 1$ , пробег электронов определяется формулой

$$\delta_e = (0,526E - 0,94) \frac{13}{26,98} \frac{A}{\rho z}. \quad (8)$$

Теплообмен в элементарном объеме происходит за счет теплопроводности, смещения фронта испарения и действия индивидуального источника – частицы и затрат энергии на кристаллизацию.

. Тогда баланс энергии в элементарном объеме мишени будет иметь вид

$$\frac{dT(x, y, z, t)}{\partial t} = a[T(x, y, z, t)] \Delta T(x, y, z, t) + \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} V_\phi \frac{A(\pi R_k^2)}{C_v [T(x, y, z, t)]} \frac{\partial}{\partial t} \frac{dE_k}{dx} \pm \frac{dU_K}{dT} L_{KK}, \quad (9)$$

где  $L_{KK}$  – энергия кристаллизации.

В граничных условиях учитывается поверхностный источник тепла, теплоотвод – испарением, тепловым и рентгеновским излучением.

Граничные условия на поверхности мишени с учетом изложенного примут вид:

$$-\frac{\partial T(o, y, z, t)}{\partial x} = \frac{1}{\lambda_e} \left[ \frac{\partial Q(o)}{\partial t} \frac{1}{\pi R_o^2} - V_\phi \rho L_{исп} - \epsilon \sigma T_{(o, y, z, t)}^4 - \frac{P_{рент}}{\pi R_0^2} \right]. \quad (10)$$

Дополнительными условиями считается распределение в теле мишени объемного и поверхностного источников тепла:

для  $x \leq x_n$

$$\text{если } z^2 + y^2 \begin{cases} \leq R_o, \text{ то } Q(o) = Q_o, \\ > R_o, \text{ то } Q(o) = 0, \\ \leq R(\lambda_k, \varphi_k)_k, \text{ то } A = 1, \\ > R(\lambda_k, \varphi_k)_k, \text{ то } A = 0, \end{cases}$$

то  $Q(o) = 0$  и  $A = 0$

для  $x > x_n$ , то  $A = 0$ .

Начальные условия:  $t = 0$   $T(x, y, z, t) = T_n$ .

Расчеты проводились на ЭВМ методом конечных разностей. В результате расчета за счет действия одного электрона определялась удаляемая масса. Отношение этой величины к массе удаляемого атома позволило определить коэффициент эрозии.

Скорость смещения фронта испарения  $V_{\phi}$  рассчитывалась в предположении Ленгмюровского испарения с учетом противодействия среды.

### **Температурные напряжения в зоне действия индивидуальных электронов**

При исследовании температурных полей в зоне действия электрона было показано, что температурные поля имеют существенную неоднородность во времени и пространстве, т.е. наблюдаются значительные по величине градиенты температур в плоскости  $z$ - $y$  и по глубине  $x$ , а также по времени. Все это указывает на возможность реализации температурных напряжений в зоне действия электронов, причем значительных по величине.

При действии корпускулярных облучений на металлы и сплавы меняются их структура (изменение размера зерен) и механические характеристики (твердость, микротвердость, предел прочности, предел текучести), а также появляются сетки трещин в материале мишени (особенно ярко выражен этот эффект для диэлектрических материалов [1]). Одной из причин, вызывающих подобные изменения в материале мишени, могут быть температурные напряжения (особенно нестационарные). По оценкам Г. Паркуса действия нестационарных температурных напряжений более существенно проявляются при временных действиях тепловых источников порядка  $10^{-11} - 10^{-12}$  с. Время действия источника составляет величину порядка  $10^{-10} - 10^{-13}$  с, причем в обмене энергии с налетающей частицей участвует достаточно большое число атомов мишени, и размер зоны, в которой расходуется энергия первичной и вторичной частиц, составляет величину порядка долей миллиметра. Все это говорит о правомочности макроскопического рассмотрения процесса температурного деформирования материала мишени.

Рассмотрим характер расходования энергии налетающей частицы. Первичная частица сначала в результате только электронной, а затем и

атомной теплопроводности передает энергию материалу. Эта энергия затрачивается в зоне нескольких атомных слоев, начиная с поверхности мишени. В тоже время с поверхности мишени происходит излучение, что приводит к отводу энергии от материала мишени, в результате торможение частицы в материале мишени приводит к рентгеновскому излучению, которое релаксируется в основном в материале мишени, но частично может отводиться от него. Однако эта доля энергии по предварительным оценкам незначительна, и мы ее не учитываем. На деформирование материала мишени затрачивается энергия, которую необходимо учесть в балансе тепла.

Баланс тепла в зоне действия частиц на материал мишени будет иметь вид

$$\frac{dT(x, y, z, t)}{dt} = a\Delta T(x, y, z, t) + \frac{A}{CV} \frac{1}{\pi R^2(x)_T} \frac{\partial}{\partial T} \frac{dQ(x)}{dx} + \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} V_\phi - \frac{1}{C_v} \frac{dW}{dt} \pm \frac{dU_k}{dt} L_{kp}, \quad (11)$$

$$\text{где } W = G \left[ \varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + 2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) + \frac{\mu}{1-\mu} \ell^2 - \frac{2(1+\mu)\alpha_e}{1-2\mu} \ell(T(x, y, z, t) - T_n) \right], \quad (12)$$

$$\ell = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}.$$

Для определения удлинений  $\varepsilon_{xx}$ ,  $\varepsilon_{yy}$ ,  $\varepsilon_{zz}$  и сдвигов  $\varepsilon_{xy}$ ,  $\varepsilon_{yz}$ ,  $\varepsilon_{zx}$  воспользуемся выражением термоупругого потенциала  $\Phi$  [1]

$$\Delta\Phi - \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)} \cdot \frac{\gamma}{G} \cdot \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \cdot [T(x, y, z, t) - T_n], \quad (13)$$

где  $\mu$  - коэффициент Пуассона;  $G$  - модуль упругости второго рода;  $\alpha$  - линейный коэффициент расширения материала мишени;  $\gamma$  - плотность материала мишени.

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

$$\varepsilon_{ik} = \frac{\partial^2\Phi}{\partial i\partial k}, \quad (i, k = x, y, z). \quad (14)$$

Деформации сдвигов не могут задаваться произвольно, так как они связаны дифференциальными соотношениями - условиями совместности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2\varepsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varepsilon_{yy}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2\varepsilon_{xy}}{\partial x\partial y}; & \frac{\partial^2\varepsilon_{xx}}{\partial y\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ -\frac{\partial\varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial\varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial\varepsilon_{xy}}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial^2\varepsilon_{yy}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\varepsilon_{zz}}{\partial y^2} &= 2 \frac{\partial^2\varepsilon_{yz}}{\partial z\partial y}; & \frac{\partial^2\varepsilon_{yy}}{\partial y\partial z} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[ -\frac{\partial\varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial\varepsilon_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial\varepsilon_{yz}}{\partial x} \right]. \\ \frac{\partial^2\varepsilon_{xx}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\varepsilon_{zz}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2\varepsilon_{zx}}{\partial x\partial z}; & \frac{\partial^2\varepsilon_{zz}}{\partial y\partial x} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[ -\frac{\partial\varepsilon_{yx}}{\partial z} + \frac{\partial\varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial\varepsilon_{xz}}{\partial y} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

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

Величины температурных напряжений определялись из выражения термоупругого потенциала перемещений

$$\sigma_{ik} = 2G \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial_i \partial_k} - \Delta \Phi \cdot \delta_{ik} \right), \quad (16)$$

где  $\delta_{ik}$  подчиняется условиям:

$$\left. \begin{array}{l} \delta_{ik} = 0 \\ \delta_{ik} = 1 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{при } i \neq k \\ \text{при } i = k \end{array} (i, k = x, y, z).$$

Граничные условия дополнялись равенством нулю всех напряжений в начальный момент времени, а также равенством их нулю на границах.

Решение совместной задачи теплопроводности и термоупругости проводилось на ЭВМ методом конечных разностей. Для определения энергии деформации, термоупругого потенциала единицы объема на  $n$ -м шаге по времени использовались температурные поля  $n-1$ -го шага по времени.

#### **Условие прочности при действии импульсных напряжений**

В случае бомбардировки мишени заряженными частицами время действия температурных напряжений мало, что снижает вероятность разрушения даже при напряжениях, значительно превышающих предел прочности.

Определим условия разрушения. Если принять энергетический критерий разрушения, т.е. оно наступит тогда, когда энергия, подводимая к единичному объему металла  $\varepsilon_0$ , будет больше, чем критическая энергия разрушения  $\varepsilon_{кр}$ , то условие разрушения представим в виде

$$\varepsilon_0 \geq \varepsilon_{кр}. \quad (17)$$

Так как практически любое напряжение можно привести к растяжению или сжатию соответствующим выбором сориентированного в пространстве единичного объема, то для хрупких материалов практическая энергия разрушения определяется как

$$\varepsilon_{KD} = \frac{\sigma_6^2}{\sigma} T, \quad (18)$$

где  $\sigma_6$  – предел прочности при растяжении;  $T$  – время действия напряжений  $\sigma$  при испытании на растяжение.

Величину энергии деформирования единичного объема  $\varepsilon_0$  можно определить по максимальной величине упругого потенциала единицы объема  $W_{max}$  (в зоне предполагаемого разрушения, где  $\sigma_{экр} \geq \sigma_{00}$ ), определяемого при решении уравнения термоупругости, по величине дозы облучения  $D$  (размерность част./м<sup>2</sup>) и по площади разрушения  $S_p$  (в м<sup>2</sup>). Тогда

$$\varepsilon_D = W_{max} D S_p \tau_6, \quad (18a)$$

где  $\tau_6$  - время действия напряжений в зоне действия одной частицы.

С учетом неравенства (17) и выражений (17) и (18) получим величину дозы облучения, при которой возможно разрушение:

$$D_p = \frac{\sigma_e^2}{2EW_{\max} S_p} \frac{T}{\tau_e}. \quad (19)$$

Условия зарождения термоусталостной трещины можно получить из выражения (19) подстановкой вместо площади предполагаемой зоны разрушения  $S_p$  величины площади зарождающейся трещины  $S_T$ . По оценкам размеры зоны зарождающейся трещины должны в несколько раз превышать параметр атомной решетки  $a$ , и тогда площадь зарождающейся трещины можно получить как  $S_T = 10^2 a^2$ . Следовательно, доза облучения, при которой начинается зарождение термоусталостной трещины  $D_T$ , определяется как

$$D_T = \frac{\sigma_T^2}{2EW_{\max} a^2}, \quad (20)$$

где  $\sigma_T$  – напряжение трещинообразования, которое может быть упрощено. Тогда

$$D_T = \frac{E2 \cdot 10^{-4}}{W_{\max} a^2}; \quad \sigma_T = \frac{1}{5} E. \quad (21)$$

Выражениями (20) и (21) оговариваются условия, при выполнении которых наступит разрушение или начнет развиваться термоусталостная трещина. Если зона материала, в которой выполняются эти условия, является замкнутой с выходом на поверхность материала, то они соответствуют разрушающей дозе облучения, т.е.  $D = D_p$ . Если же зона, в которой выполняются эти условия, не замкнута, то они соответствуют зарождению термоусталостной трещины. Тогда разрушающая доза облучения определяется в виде

$$D_p = \frac{2l_p}{V_{Tp}} D_T, \quad (22)$$

где  $l_p$  – расстояние от места возникновения термоусталостной трещины до поверхности;  $V_{Tp}$  – скорость развития трещины, которая по методике может определяться как

$$V_{Tp} = C_o (\Delta\sigma)^h (am)^{h/2}, \quad (23)$$

где  $C_o$  и  $h$  – экспериментальные коэффициенты для ряда материалов (их можно найти [1, 10];  $\Delta\sigma$  – разность между минимальным и максимальным значениями напряжений;  $a$  – первоначальный размер трещины;  $m$  – корректирующая функция, зависящая от формы поверхности трещины для различных видов разрушения [10].

## 2. Поля температур и температурных напряжений при действии ряда электронов с различной энергией

### Поля температур

Проводилось рассмотрение действия пяти электронов А с  $E_{eA}=5 \cdot 10^5$  эВ, четырех электронов В с энергией  $E_{eB}=5 \cdot 10^4$  эВ и четырех электронов С с энергией  $E_{eC}=3 \cdot 10^3$  эВ при их действии на деталь из стали. Рассматривалось распределение температур на глубине детали в зоне действия этих частиц за время столкновений (принималось, что окончание теплового действия этих частиц реализуется одновременно). Расстояние между частицами соответствовало первой критической плотности тока [1], когда поля температур от действия соседних частиц не пересекаются. В этом случае, а также в результате наличия максимальных градиентов температур должны реализовываться температурные напряжения максимальных значений.

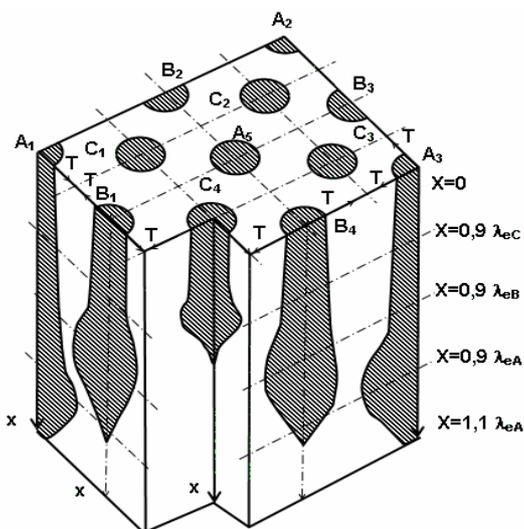


Рисунок 7 – Распределение температур по глубине при действии 5 электронов А ( $E_{eA} = 5 \cdot 10^4$  эВ), 4 электронов В ( $E_{eA} = 10^4$  эВ), 4 электронов С ( $E_{eA} = 3 \cdot 10^3$  эВ),  $T_{\max A} = 4,2 \cdot 10^4$  К,  $T_{\max B} = 1,3 \cdot 10^4$  К,  $T_{\max C} = 1,83$  К

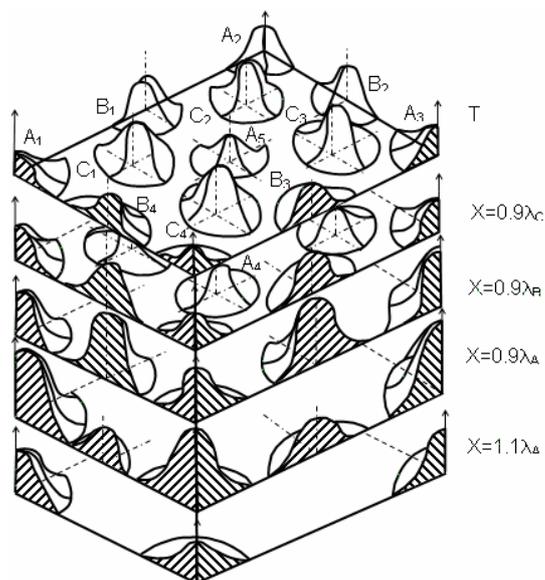


Рисунок 8 – Распределение температур на поверхностях  $x=0$  ( $T_{\max C} = 990$  К),  $x=0,9 \lambda_C$  ( $T_{\max C} = 1,8 \cdot 10^3$  К),  $x=0,9 \lambda_B$  ( $T_{\max B} = 1,3 \cdot 10^4$  К),  $x=0,9 \lambda_A$  ( $T_{\max A} = 4,2 \cdot 10^4$  К),  $x=1,1 \lambda_A$  ( $T_{\max} = 720$  К)

На рис. 7. представлено распределение температур по глубине от действия частиц А, В и С. Видно, что глубина проникновения наиболее высокоэнергетичных электронов порядка  $10^{-6}$  м, что примерно  $1,3\lambda_e$ . Максимум температуры реализуется на глубине  $0,9\lambda_e$  и составляет  $4,2 \cdot 10^4$  К, для частицы А максимум температуры также вблизи  $0,9\lambda_e$  и равен  $1,3 \cdot 10^4$  К, а для частицы С – максимум составляет  $1,8 \cdot 10^3$  К и вблизи  $0,9\lambda_{eC}$ . Поля температур по глубине удачно дополняют друг друга и способствуют заполнению объема полем температур. Для того чтобы убедиться в этом, рассмотрим характер заполнения температурным полем объема на таких поверхностях:  $x=0$ ,  $x=0,9\lambda_{eC}$ ,  $x=0,9\lambda_{eA}$ ,  $0,9\lambda_{eB}$  и  $x=1,1\lambda_{eA}$  (рис. 8.). Заполнение объема полем температур также при  $x=1,1\lambda_{eA}$  получается достаточно полное. Значение температур изменяется от 990 К на поверхности и до 720 К на глубине  $x=1,1\lambda_{eA}$ , причем в фиксированных точках  $0,9\lambda_{eC}$ ,  $0,9\lambda_{eB}$  и  $0,9\lambda_{eA}$  соответственно составляют  $1,8 \cdot 10^3$  К,  $1,3 \cdot 10^4$  К и  $4,2 \cdot 10^4$  К. Этих температур достаточно для зарождения наноструктур.

### Поля температурных напряжений

Распределение температурных напряжений по глубине для тех же частиц А, В и С представлено на рис. 9.

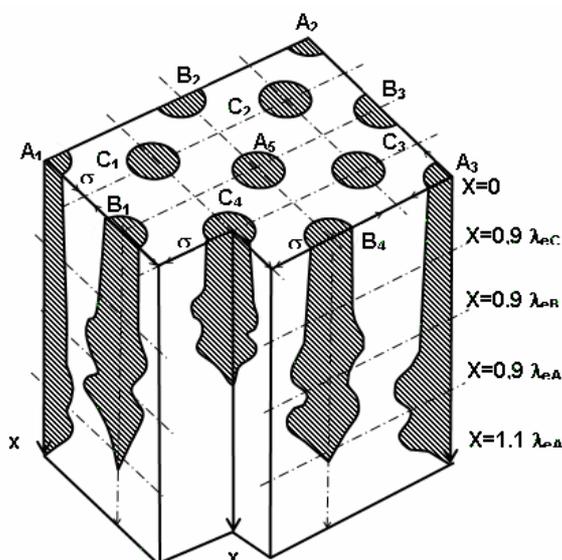


Рисунок 9 – Распределение температурных напряжений по глубине при действии 5 электронов А ( $E_{eA} = 5 \cdot 10^4$  эВ), 4 электронов В ( $E_{eA} = 10^4$  эВ), 4 электронов С ( $E_{eA} = 3 \cdot 10^3$  эВ),

$$\begin{aligned}\sigma_{\max A} &= 2,7 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2, \\ \sigma_{\max B} &= 1,4 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2, \\ \sigma_{\max C} &= 8 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2\end{aligned}$$

Распределение температурных напряжений по глубине даже полнее заполняет объем детали по глубине элементарного объема, причем максимальные значения температурных напряжений составляют  $\sigma_A = 0,7 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ ,  $x = 0,9\lambda_{eA}$ ;  $\sigma_B = 1,4 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ ,  $x = 0,9\lambda_{eB}$  и  $\sigma_C = 8 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$ ,  $x = 0,9\lambda_{eC}$ . Для получения полной картины заполнения объема рассмотрим распределение температурных напряжений на тех же поверхностях

$x=0$ ,  $x=0,9\lambda_{eC}$ ,  $x=0,9\lambda_{eA}$ ,  $0,9\lambda_{eB}$  и  $x=1,1\lambda_{eA}$  (рис. 10). На этих поверхностях соответственно реализуются максимальные напряжения  $1,4 \cdot 10^7$  Н/м<sup>2</sup>;  $8 \cdot 10^7$  Н/м<sup>2</sup>;  $1,4 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup>;  $2,7 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup> и  $6 \cdot 10^7$  Н/м<sup>2</sup> (рис. 10). Заполнение объема полем температурных напряжений высокое, но величины не всегда достаточны для получения наноструктур, но вместе с получаемыми температурами и скоростью роста температуры, которые достигают  $10^{12}$ - $10^{15}$  К/с, эти условия достаточны для зарождения наноструктур.

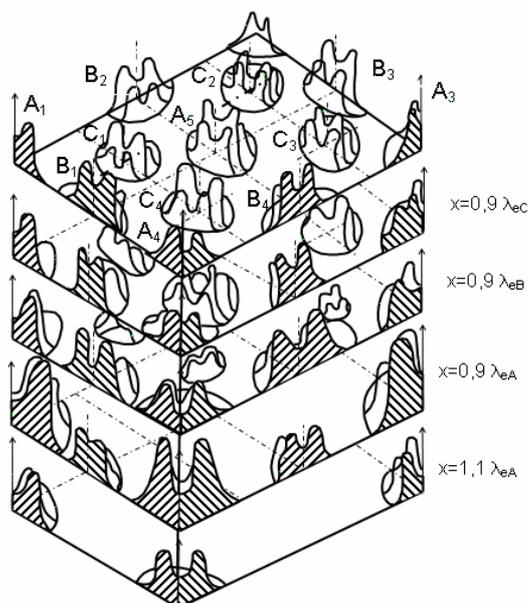


Рисунок 10 – Распределение температурных напряжений на поверхностях  $x=0$

$$\begin{aligned}
 &(\sigma_{\max} = 1,4 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2), \\
 &x=0,9 \lambda_{ec} (\sigma_{\max} = 8 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2), \\
 &x=0,9 \lambda_{eB} (\sigma_{\max} = 1,4 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2), \\
 &x=0,9 \lambda_{eA} (\sigma_{\max} = 2,7 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2), \\
 &x=1,1 \lambda_{eA} (\sigma_{\max} = 6 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2)
 \end{aligned}$$

### 3. Задача теплопроводности для оценки интегрального теплового действия потоков частиц

Поля температур могут быть получены, если рассчитывать не только нагрев, но и охлаждение, тогда на поле температур перед каждым температурным воздействием можно оценить и время достижения и интегральной температуры, достаточной для получения наноструктур, что было сделано в [1], а если учесть, что в этом случае процесс охлаждения значительно более инерционен, чем нагрев, то при достаточно высоких плотностях токов электронов каждого сорта можно оценить время достижения требуемой температуры решением трансцендентного уравнения

$$\frac{(T_n - T_n) \lambda_{III} \sqrt{a\tau}}{q_{e\Sigma}} e^{-\left(\frac{1,1\lambda e}{4a\tau}\right)},$$

где  $q_{e\Sigma} = a_{omp} \cdot E_A \cdot j_A + a_{omp} \cdot E_B \cdot j_B + a_{omp} \cdot E_C \cdot j_C$ .

Можно воспользоваться материалами [1] и получить поле температур как при действии частиц как сплошной среды. Например, для случая действия потока электронов с  $q_{e\Sigma} = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/м<sup>2</sup> с размером пятна  $R = 10^{-2}$  м<sup>2</sup> и эффективным временем действия в одном месте  $10^{-4}$  с, температура составляет  $5 \cdot 10^3$  К (см. рис. 11).

Температурные напряжения рассчитывать не целесообразно так как ожидать высоких значений температурных напряжений возможно на периферии пятна, а в объеме они будут незначительны.

### 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: справ. / Г.И. Костюк. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 2007. – 610 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: наук.-техн. та громадський часопис Президії Академії інженерних наук України. – Вип.3 (30). – К., 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: наук.-техн. та

громадський часопис Президії Академії інженерних наук України. – Вип.3 (30). – К., 2006. – С. 251 – 259.

7. Костюк Г.И. Научные основы создания современных технологий: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х., 2008. – 601 с.

8. Костюк Г.И. Физико-технические основы роботизированного производства: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х., 2006. – 614 с.

9. Гречихин Л.И. Физика наночастиц и нанотехнологий / Л.И. Гречихин. – Мн.: УП «Технопринт», 2004. – 397 с.

10. Kostyuk G. The effective cutting tools having the coating and hardened layers: monograph-reference book / G. Kostyuk. – Kharkov, «KhAI», 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. – Х.: Изд-во НИИ «ХФТИ», 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 / А.И. Гусев. – Екатеринбург: Изд-во РАН, Уральское отделение, 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. Анарлевский Р.А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы / Р.А. Анарлевский. – 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. Гончаров, П.И. Игнатенко, В.В. Петухов, В.А. Коновалов, Г.К. Волкова, В.А. Ступак, В.А. Глазунова // ЖТФ. – 2006. – Т. 76. – С. 10.

20. Костюк Г.И. Наноструктуры и нанопокрывтия: перспективы и реальность: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т, 2009. – 406 с.