

УДК 519.874

Г.И. КОСТЮК, В.Н. ПАВЛЕНКО, Ю.В. ШИРОКИЙ

## ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОСТРУКТУР ПРИ ДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТАЛИ

На основе решения совместной задачи теплопроводности и термоупругости получены поля температур при действии импульсного лазерного излучения на стали 20, 40, 45, 40X, У8, У12 с учетом критериев: требуемые температуры – 500...1500 К, необходимые скорости нарастания температур – более  $10^7$  К/с. Определены технологические параметры лазерной обработки (плотность теплового потока, время его действия) для образования наноструктур.

**Ключевые слова:** наноструктуры, лазерное излучение, стали.

**Введение.** Наноструктурные поверхностные слои позволяют существенно повысить работоспособность деталей путем повышения микротвердости поверхности, снижения модуля упругости при повышении предела текучести и ударной вязкости, что дает возможность создавать на деталях поверхностные слои, обеспечивающие повышение ресурса деталей, работающих при ударных нагрузках и гарантирующих их длительную прочность.

Работа выполнялась в рамках программы Министерства образования и науки Украины «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» (подсекция 6 «Физико-технические проблемы материаловедения»), «Концепция создания наноструктур, нано- и традиционных покрытий с учетом влияния адгезии на эффективность и работоспособность деталей АТ, АД и РИ», «Экспериментально-теоретическое исследование получения наноструктур при действии ионных и светолучевых потоков на конструкционные материалы и РИ», хоздоговорных работ и договоров о сотрудничестве.

**Анализ последних исследований и литературы.** В настоящее время недостаточно теоретических работ, которые позволяют прогнозировать размер зерна в зависимости от технологических параметров обработки [1–4], особенно для режущих инструментов [5–7], а при действии ионизирующего излучения таких исследований нет. Все это свидетельствует о том, что получение наноструктур при действии ионизирующего излучения – важная, актуальная и своевременная задача.

**Целью** работы является прогнозирование технологических параметров лазерной обработки, необходимых для получения наноструктур в материале (плотность теплового потока, время его действия).

**Постановка проблемы.** Как показали наши опыты, представленные в работах [1–5], несмотря на то, что экспериментально были получены наноструктуры при действии ионизирующего излучения, теоретически вопрос возможности получения наноструктур не

рассматривался. Все это связано с тем, что не были сформулированы критерии получения наноструктур (НС), которые образуются только в диапазоне температур 500...1500 К при скорости нарастания температур более  $10^7$  К/с, а также интенсифицируются действием нестационарных температурных напряжений порядка  $10^8$ ... $10^{10}$  Па. Кроме того, время действия температур должно быть таким, чтобы процесс роста размера зерна при длительном действии температуры не реализовался. Тогда эти критерии можно расширить следующим: время остывания до температур, близких к 500 К, должно быть не более  $e \cdot \tau_u$  ( $\tau_u$  – время действия импульса излучения), что обеспечит стабильность формирования НС.

**Материалы исследований.** Проведено исследование действия лазерного излучения на стали 20, 40, 45, 40X, У8, У12 для выявления технологических параметров, при которых реализуются наноструктуры.

#### Действие лазерного излучения на конструкционные материалы

##### 1. Особенности описания источника тепла

**при действии лазера на непрозрачные материалы**  
В технологических целях используют фокусированный источник когерентного излучения, плотность теплового потока которого распределена в фокальной плоскости следующим образом:

$$q(r) = q_0 \left[ \frac{2I_1(Br)}{(Br)^2} \right]^2, \quad (1)$$

где  $I_1(Br)$  – функция Бесселя первого рода первого порядка;

$$B = I_1 D / \lambda F. \quad (2)$$

Здесь  $D$  – диаметр линзы;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $F$  – фокусное расстояние;  $q_0$  – интенсивность в центре пятна, рассчитываемая по формуле

$$q_0 = \frac{I_1 D^2}{4\lambda^2 F^2} P_0, \quad (3)$$

где  $P_0$  – мощность излучения, поглощенная материалом.

Плотность теплового потока может быть получена от произведения функции, зависящей только от времени, и функции координат поверхности:

$$q_n(r\tau) = A \varphi(\tau) q(r). \quad (4)$$

Здесь  $A$  – поглощательная способность обраба-

тываемого материала, зависящая в общем случае как от состояния поверхности (степени обработки, шероховатости), так и от ее температуры;  $q(r)$  – пространственное распределение мощности излучения, рассчитываемое по формуле (1) с учетом (2) и (3);  $\varphi(\tau)$  – описывает временную структуру импульса; например, для импульса лазера, работающего в пучковом режиме с упорядоченной генерацией, функция может быть представлена в виде

$$\varphi(\tau) = (1 - \cos \omega\tau). \quad (5)$$

Для огибающей пиков справедливо выражение

$$\varphi(\tau) = \tau^n \exp(br^m), \quad (6)$$

где  $n$  и  $m$  – некоторые числа (целые или дробные).

Модулирование добротности лазера позволяет получить моноимпульсы излучения длительностью  $\approx 10^{-8}$  с, временная структура которых может быть описана функцией, близкой к треугольной, крутизна переднего фронта может быть отличной от крутизны заднего.

Падающий на поверхность материала световой поток частично отражается, а остальная часть его проходит внутрь объема тела и поглощается. Внутри и на поверхности тела действует тепловой источник, распределенный в пространстве и времени.

Плотность поглощенного теплового потока практически для всех технологических применений лазера изменяется внутри объема материала по закону Бугера

$$q_V(z) = q_{V_0}(1 - R)e^{-\alpha z}, \quad (7)$$

где  $q_V(z)$ ,  $q_{V_0}$  – соответственно объемные плотности теплового потока излучения на расстоянии  $z$  и на поверхности, Вт/см<sup>3</sup>:

$$q_{V_0} = \frac{q_n(r, \tau)}{0,1\delta}. \quad (8)$$

Здесь  $\delta \approx 10^{-4} \dots 10^{-5}$  м – слой, в котором световой поток поглощается при взаимодействии с электронами проводимости;  $R$  и  $\alpha$  – соответственно отражательная способность и коэффициент поглощения света.

## 2. Модель взаимодействия светолучевых потоков и конструкционных материалов

С учетом действия объемного источника и облучения, объемную плотность которого рассчитывают по выражению (7) на основе (8), и поверхностного источника тепла с плотностью теплового потока по выражению (4) с учетом (5), (6) решают уравнения теплопроводности.

### 2.1. Баланс тепла в элементарном объеме детали

Баланс тепла представлен в выражении

$$\begin{aligned} c[T]\gamma[T] \frac{dT(x, y, z, t)}{dt} + c[T]\gamma[T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} V_n + c[T]\gamma[T] r_p \frac{d^2T(x, y, z, t)}{dt^2} = \\ = \nabla \lambda [T] \nabla T(x, y, z, t) + C[T]\gamma[T] V_{tm} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} - AL_{пл} \gamma [T] \frac{dV_{пл}}{dt} + \\ + B \frac{q_n(r, \tau)}{0,1\delta} \pm D \frac{dW(x, y, z, t)}{dt} \pm m_a C_a [T_a] \frac{dn_a}{dt} (T_a - T(x, y, z, t)) \pm \\ \pm P_{T.X.P.} (n_A, n_B, T, t_e) \frac{dn_{A(B)}}{dt} L_{T.X.P.} + q_v(z), \end{aligned}$$

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 потока лазерного излучения или мишени относительно него;  $L_{пл}$  и  $L_{T.X.P.}$  – удельные теплота плавления и термодиффузионной реакции;  $V_{ф}[T]$  – скорость смещения фронта испарения;  $V_{пл}$  – объем расплавленного металла;  $W(x, y, z, t)$  – 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 термодиффузионной реакции, зависящая от концентрации реагентов  $n_A$  и  $n_B$ , температуры  $T$  и времени взаимодействия  $t_{B3}$ ;  $n_A$  и  $n_B$  – концентрации реагентов, определяющих возможность реакции.

Изменение количества тепла в единичном объеме (первое слагаемое в левой части равенства) реализуется вследствие перемещения потока лазерного излучения вдоль обрабатываемой поверхности или перемещения мишени относительно потока лазерного излучения со скоростью  $V_n$  (второе слагаемое); теплофизических процессов: влияния 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 под действием лазерного излучения (четвертое слагаемое), термоупругих, термопластических и термоусталостных процессов, определяющих энергию деформирования материала элементарного объема (пятое слагаемое); диффузионных процессов, определяющих теплоперенос диффундирующим материалом (шестое слагаемое); термодиффузионных процессов, связанных с реализацией химических реакций между материалом детали и материалом покрытия или же между компонентами сплавов и композиционных материалов, объемного источника тепла под действием светолучевого потока.

Теперь рассмотрим подробнее, как рассчитать каждое значение в формуле (9). Используя дискретные значения теплоемкости при различной температуре, зависимость теплоемкости от температуры можно выразить эмпирической формулой

$$C[T] = (a + b(T - 273) + c(T - 273)^2) \cdot 4186,8, \quad (10)$$

где  $a, b, c$  – коэффициенты, значения которых приведены в [6] для различных материалов.

Для определения зависимости изменения плотности материала от температуры можно также пользоваться эмпирической формулой

$$\gamma[T] = d - e(T - 273), \quad (11)$$

где  $d$  и  $e$  – коэффициенты, выбираемые в зависимости от материала [6].

Так, например, для хромистых нержавеющей сталей 1X13, 2X13, 3X13 и 4X13  $d = 7700$ ,  $e = 0,286$ , а для аустенитных хромоникелевых сплавов X18N9 и X18N25C2 –  $d = 7920$ ,  $e = 0,410$ .

В случае, когда поток лазерного излучения не перемещается вдоль поверхности мишени, второе слагаемое слева в формуле (9) обращается в нуль. Если же имеется перемещение потока параллельно

обрабатываемой поверхности, то  $V_n$  – это скорость по координате  $u$ .

В третьем слагаемом слева учитывается конечная скорость распространения тепла. Время релаксации тепловых колебаний можно вычислить по формуле из [1].

В первом слагаемом справа учтено изменение количества тепла под влиянием теплопроводности. Зависимость коэффициента теплопроводности  $\lambda$  от температуры в каждый момент времени представляется эмпирическими зависимостями [6].

Во втором слагаемом справа формулы (9), учитывая смещение фронта испарения, скорость испарения материала  $V_{исп}$  при температуре, меньшей температуры плавления материала детали (ленгмюровский механизм), рассчитывают по формуле Дэшмана

$$V_{tm} = \frac{10^4}{\gamma_m} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \left( \exp\left(A - \frac{B}{T}\right) - P_{i\dot{n}o} \right), \quad (12)$$

где  $A$  и  $B$  – табулированные константы, значения которых приведены в [8],  $R$  – газовая постоянная;  $\gamma_m$  – плотность материала детали;  $M$  – молекулярный вес материала детали;  $P_{ост}$  – остаточное давление газов.

При испарении из слоя расплавленного металла (френкелевский механизм [8]) скорость испарения определяется формулой

$$V_{\phi} = V_0 \exp\left(\frac{T^*}{T(O, x, y, z, t)}\right), \quad (13)$$

где  $V_0$  и  $T^*$  – критическая скорость испарения и температура поверхности [2].

В третьем слагаемом справа формулы (9) учитывается изменение количества тепла при плавлении и рассчитывается для того объема материал  $V_{пл}$ , в котором определяемая температура превышает температуру плавления. Удельную теплоту плавления  $L_{пл}$  можно вычислить по формуле

$$L_{nл} = nT_{nл} f(T_{nл}) \cdot 4186,8, \quad (14)$$

где  $n$  – число атомов в молекуле;  $f(T_{пл})$  – функция зависимости  $L_{пл}$  от  $T_{пл}$ , которую приближенно можно выразить как линейную зависимость вида

$$f(T_{nл}) = (1,57T_{nл} + 1428) \cdot 10^{-3}. \quad (15)$$

Например, для железа  $f(T_{пл}) = 3,5$  кал/г. Удельную теплоту плавления  $L_{пл}$  в формуле (12) измеряют в калориях на грамм.

В четвертом слагаемом формулы (9) вычисляется изменение количества тепла под действием лазерного излучения как объемного источника тепла.

В пятом слагаемом формулы (9) учитывается энергия, затрачиваемая на деформирование тела за время действия теплового источника  $t_u$ , и возвращаемая материалу энергия при релаксации напряжений (за время, большее  $t_u$  и меньшее  $t_u + \tau_p$ ).

Энергию деформирования единичного объема определим по формуле

$$W = G \left[ \begin{aligned} &\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + 2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) + \\ &+ \frac{\mu}{1-\mu} \ell^2 - \frac{2(1+\mu)\alpha_1}{1-2\mu} \ell(T(x, y, z, t) - T) \end{aligned} \right], \quad (16)$$

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

$\ell = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$ ;  $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$  – удлинения;  $\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx}$  – сдвиги относительно соответствующих осей;  $u_x, u_y, u_z$  – перемещения относительно соответствующих осей;

$\alpha_1$  – коэффициент линейного расширения материала мишени;  $\mu$  – коэффициент Пуассона (отношение поперечной деформации к продольной, значения  $\mu$  заключены между 0,1 и 0,5);  $G$  – модуль сдвига (модуль второго рода) (для железа  $G = 3,5 \dots 10,3 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $\mu = 0,23 \dots 0,31$ );  $T_n$  – начальная температура.

Зависимость коэффициента линейного расширения материала от температуры аппроксимируется линейной функцией [6].

Деформации сдвигов  $\varepsilon_{ik}$  не могут задаваться произвольно, они связаны дифференциальными соотношениями – условиями совместности [1]. Этими 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  $\Phi$ :

$$\Delta\Phi - \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)G} \gamma \frac{\partial^2 \Phi}{\partial a^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha_1 [T(x, y, z, t) - T_n], \quad (17)$$

где  $\gamma$  – плотность материала детали. По величине термоупругого потенциала перемещений и по известным соотношениям находим величины удлинений и сдвигов [1].

Величины температурных напряжений определим по выражению

$$\sigma_{ik} = 2G \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial a \partial k} - \Delta\Phi \cdot \delta_{ik} \right), \quad (18)$$

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 (9), учитывая теплоперенос диффундирующим материалом, коэффициент диффузии рассчитывается:

$$K_{оуф} = a_d d_s^2 V_0 \exp(-U/(kT)), \quad (19)$$

где  $a_d$  – множитель порядка 0,1, определяемый типом кристаллической решетки;  $d_s$  – расстояние между ближайшими эквивалентными положениями вакансий в кристалле;  $V_0$  – величина порядка частоты атомных колебаний в кристалле ( $10^{12} \dots 10^{14}$  с<sup>-1</sup>);  $U$  – потенциальный барьер, который необходимо преодолеть вакансии при смещении в соседнее положение;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

В восьмом слагаемом формулы (9) учитывается влияние химических процессов на баланс тепла в мишени.

В случае, когда лазерному облучению подвергается многокомпонентное вещество АВ (химическое соединение, сплав), в установившемся процессе отношение поверхностных концентраций будет таким:

$$\frac{n_A(0)}{n_B(0)} = \frac{n_{AV}}{n_{BV}} \left( \frac{M_A}{M_B} \right)^{1/4}, \quad (20)$$

где  $n_{A,V}$  и  $n_{B,V}$  – концентрации атомов А и В в объеме мишени.

Происходит обогащение приповерхностного слоя более тяжелым компонентом.

При высоких плотностях потока  $n_0$ , достаточных для создания более толстого покрытия, чем монослой, скорость реакции определяется только режимом облучения и не зависит от  $n_0$  и  $T$ :

$$dN_1/dt = N_0 \sigma_p J_\ell / e \text{ при } n_0 \tau_1 \gg N_0. \quad (21)$$

## 2.2. Теплообмен на поверхности детали

Тепловой поток на поверхности мишени создается за счет следующих факторов:

- столкновительных процессов: тепло, выделяемое на поверхности вследствие действия лазерного излучения (первое слагаемое справа), теплового потока, отводимого с термоэлектронами (второе слагаемое) и вторичными фотонами (третье слагаемое);

- теплофизических процессов: отвод теплового потока с испаренным материалом (четвертое слагаемое), ушедшим материалом в жидкой фазе, если создаются условия для его выброса (пятое слагаемое), тепловым излучением нагретой поверхности (шестое слагаемое) и конденсированными атомами, ранее испаренными (седьмое слагаемое);

- плазмохимических процессов, реализующихся с помощью реакций потока лазерного излучения с испаренным материалом детали или адсорбированными газами (восьмое слагаемое); эта энергия передается излучением.

Передача энергии осуществляется также путем излучения потока квантов лазерного излучения (последнее слагаемое):

$$\begin{aligned} -\lambda [T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} = & \\ = F_{\ell,r} - F_{m\dot{y}} - F_{\dot{y}\delta} - F_{\dot{e}\ddot{m}} - & \\ -F_m - \sigma \varepsilon \delta^4(0, y, z, t) \pm & \\ \pm F_{\dot{e}\dot{t}\dot{a}} + F_{\dot{i}\dot{o}} + \sigma \varepsilon_{\dot{n}} \dot{\delta}_c^4, & \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_c$  – степень черноты поверхности мишени и среды;  $T_c$  – температура среды.

Более подробно каждое слагаемое рассмотрено в работе [1].

## 2.3. Результаты расчетов и их обсуждение

Расчеты полей температур при действии потока лазерного излучения на деталь проводим на ЭВМ методом МКЭ.

В результате расчетов определяли температурные поля в зоне действия лазерного излучения на сталях в процессах нагрева и охлаждения. Расчеты проводили для широкого круга плотностей теплового потока и времени его действия, но вынесены на обсуждение только те, максимальные температуры которых во время нагрева и охлаждения близки к необходимому для получения наноструктур (500...1500 К), а скорости нарастания температуры превышают  $10^7$  К/с.

Так, на рис. 1 показаны зависимости максималь-

ной температуры в пятне ( $r = 0,1$  мм) при действии тепловых потоков с пиковой плотностью  $q = 3 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (1),  $q = 2,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (2);  $q = 2 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (3);  $q = 1,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (4) и  $q = 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (5) с временем действия  $10^{-7}$  с на сталь 20 (рис. 1, а) и сталь 40X (рис. 1, б).

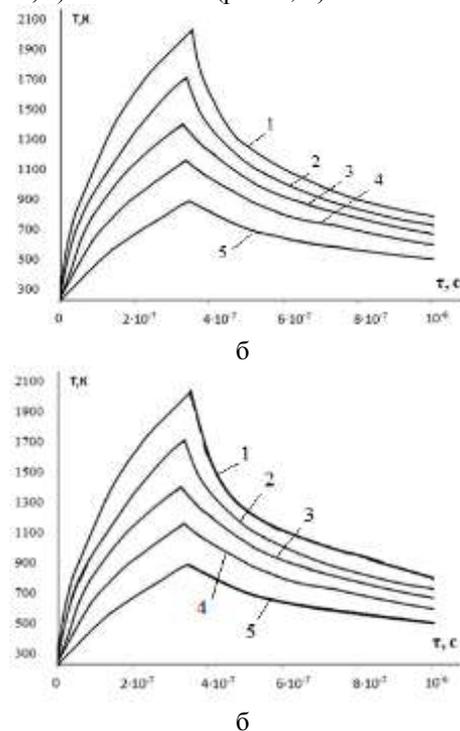


Рис. 1. – Распределение температур на глубине 1 мкм при действии лазерного излучения. Пиковая плотность теплового потока, действующего в начальный момент времени  $3 \cdot 10^{-7}$  с, составляет  $3 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (1),  $2,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (2),  $2 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (3),  $1,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (4) и  $10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (5): а – на сталь 20; б – на сталь 40X

Видно, что для первых двух режимов максимальные температуры на стали 20 (рис. 1, а) превышают температуру 1500 К, но время, за которое они действуют ( $2,1 \cdot 10^{-7}$  с для первого режима и  $1,1 \cdot 10^{-7}$  с для второго) релаксация температурного поля не приведет к существенному увеличению первоначального размера зерна, так что не только в третьем, четвертом и пятом режимах следует ожидать получения наноструктур, но и в первом и втором. Для режимов нагрева и остывания скорость роста и спада температуры превышает  $10^7$  К, что подтверждает вероятность образования наноструктур.

Для стали 40X время, в которое температуры превышают 1500 К, для первого режима составляет  $1,7 \cdot 10^{-7}$  и  $10^{-7}$  с соответственно для второго режима, что еще меньше, чем для стали 20, и в этом случае влияние такой температуры на рост зерна менее существенно. Результаты аналогичных расчетов для стали 40 и 45 показаны на рис. 2.

В этом случае величины максимальных температур снижаются и составляют величины порядка 1900 К, тогда как они для стали 20 превышают 2000 К, характер изменения максимальной температуры во времени сохранился, скорость роста температуры и для этих материалов превышает  $10^7$  К/с. Это

свидетельствует о том, что для этих материалов есть реальная возможность получения наноструктур.

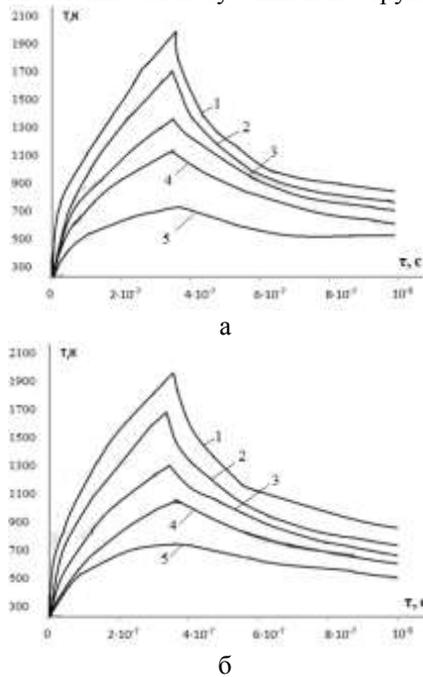


Рис. 2 – Температура на глубине 1 мкм при действии лазерного излучения. Пиковая плотность теплового потока, действующего в начальный момент времени  $3 \cdot 10^{-7}$  с, составляет  $3 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (1),  $2,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (2),  $2 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (3),  $1,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (4) и  $10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (5): а – на сталь 40; б – на сталь 45

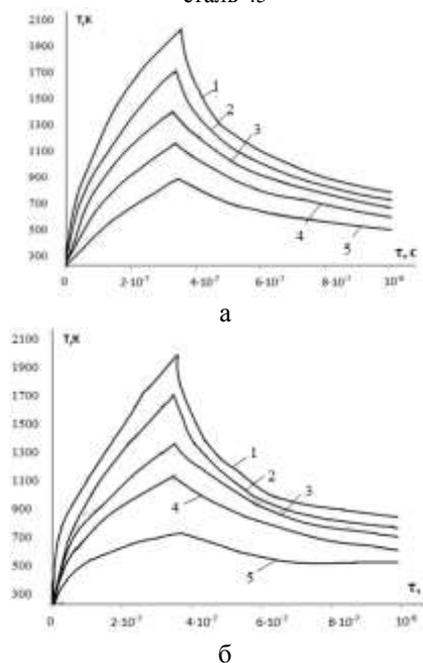


Рис. 3 – Температура на глубине 1 мкм при действии лазерного излучения. Пиковая плотность теплового потока, действующего в начальный момент времени  $3 \cdot 10^{-7}$  с, составляет  $3 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (1),  $2,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (2),  $2 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (3),  $1,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (4) и  $10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> (5): а – на стали У8; б – на стали У12

Для высокоуглеродистых сталей У8 и У12 при действии теплового потока  $3 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> и  $2,5 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> максимальные температуры превышают также 1500 К и приближаются к 2000 К, но время

действия таких температур не превышает  $2 \cdot 10^{-7}$  с. Для таких материалов при остальных режимах до времени действия  $10^{-6}$  с температурный режим способствует образованию наноструктур, да и скорость нарастания температур превышает  $10^7$  К/с.

Это подтверждает, что и для таких материалов высока вероятность образования наноструктур.

Оценить размер зоны образования наноструктуры можно по радиусу зоны образования наноструктур. Для этого построена пространственно-временная картина распределения температур по радиусу и во времени для стали 40X при действии теплового потока с плотностью  $3 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> при радиусе пятна 0,1 мм.

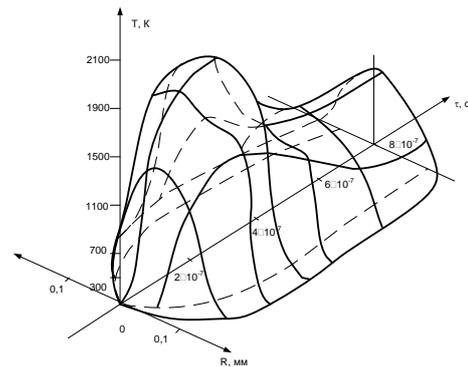


Рис. 4 – Пространственно-временная картина распределения температур по радиусу во времени при действии лазерного излучения на сталь 40X с плотностью теплового потока  $3 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> при радиусе пятна 0,1 мм

Видно, что по радиусу температура снижается по сравнению с максимальной на 200...250 К, что свидетельствует о незначительном влиянии зоны, где температура превышает допустимую (1500 К), на характер роста зерна, который будет незначительным. Все это еще раз подтверждает возможность получения наноструктур в слое глубиной порядка микрометров и радиусом более 0,1 мм.

Практически те же или близкие температуры можно получить при плотностях теплового потока на два порядка меньше  $q = 3 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> и времени его действия  $3 \cdot 10^{-3}$  с (рис. 5), но в этом случае наноструктуры не образуются, а образуются микро- и субмикрокластеры размером 1...3 мкм и 0,5...0,8 мкм (см. работу [9]). Следовательно, для получения наноструктур необходимо наличие скоростей роста температуры более  $10^7$  К/с, а в этом случае максимальная скорость роста температуры достигает только  $6 \cdot 10^6$  К/с и возможно образование только субмикроструктур.

Для выбора технологических параметров лазерного излучения при получении наноструктур на основе проведенных расчетов температур и скоростей их нарастания были построены зависимости критических плотностей тепловых потоков  $q_{кр \max}$  и  $q_{кр \min}$  от времени их действия, при которых образуются наноструктуры на стали 40X (рис. 6).

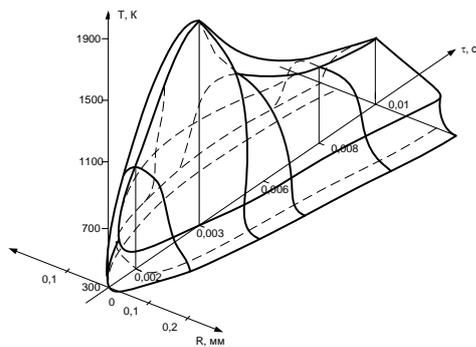


Рис. 5 – Пространственно-временная картина распределения температур по радиусу и во времени при действии лазерного излучения с плотностью теплового потока  $3 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> при радиусе пятна 0,1 мм

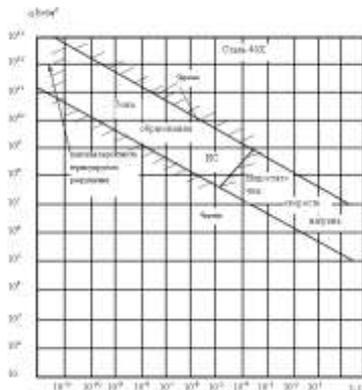


Рис. 6 – Зависимость критических значений плотностей тепловых потоков, обеспечивающих получение наноструктур от времени их действия

Видно, что зона технологических параметров, обеспечивающая получение наноструктур, ограничена прямыми  $Q_{kp\ max}$ ,  $Q_{kp\ min}$ , зоной, где недостаточна скорость роста температуры и зоной, где высокая вероятность термоупругого разрушения. Показана возможность выбора технологических параметров лазерного излучения, плотности теплового потока и времени его действия, обеспечивающие получение наноструктур в поверхностном слое.

**Выводы.** Получены условия образования наноструктур в поверхностном слое сталей с различным содержанием углерода (стали 20, 40, 45, 40X, У8 и У12), которые определяют требуемые температуры (500...1500 К) и скорости их нарастания (более  $10^7$  К/с).

Определены зоны образования наноструктур в зависимости плотности теплового потока от времени действия ионизирующего излучения.

**Костюк Геннадий Игоревич** – д-р техн. наук, проф., проф. Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», тел.: (057)-788-42-06, e-mail: [g.kostyuk206@yandex.ru](mailto:g.kostyuk206@yandex.ru);

**Kostyuk Gennadiy Igorevich** – Doctor of Technical Sciences, Full Professor, National Aerospace University «KhAI», tel.: (057)-788-42-06, e-mail: [g.kostyuk206@yandex.ru](mailto:g.kostyuk206@yandex.ru);

**Павленко Виталий Николаевич** – д-р техн. наук, Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», тел.: (057)-788-42-06;

**Pavlenko Vytalyi Nykolaevych** – Doctor of Technical Sciences, National Aerospace University «KhAI», tel.: (057)-788-42-06;

**Широкий Юрий Вячеславович** – канд. техн. наук, доц., доц. Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», тел.: (057)-788-42-06;

**Shyrokyi Yuryi Viacheslavovych** – Candidate of Technical Sciences, Docent, National Aerospace University «KhAI», tel.: (057)-788-42-06.

Показано, что необходимо учитывать скорость нарастания температуры и вероятность термоупругого разрушения под действием температурных напряжений. Так, при недостаточных скоростях нарастания температуры образуются микро- и субмикроструктуры, что подтверждено экспериментально.

**Список литературы:** 1. Костюк, Г.И. Нанотехнологии: теория, эксперимент, техника, перспективы [Текст]: моногр. / Г.И. Костюк. – К.: Изд. центр Междунар. академии наук и инновац. технологий, 2012. – 648 с. 2. Костюк, Г. И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий [Текст]: в 2 кн. / Г. И. Костюк. – К.: Изд-во АИУ, 2002. – 1030 с. 3. Костюк, Г.И. Наноструктуры и нанопокртия: перспективы и реальность [Текст]: учеб. пособие / Г.И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2009. – 406 с. 4. Костюк, Г.И. Эффективный режущий инструмент с покрытием и упрочненным слоем [Текст]: моногр.-справ. / Г.И. Костюк. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2007. – 633 с. 5. Костюк, Г.И. Эффективные покрытия и модифицированные упрочненные слои на режущих инструментах [Текст]: моногр.-справ./ Г.И. Костюк. – К.: Изд. центр Междунар. академ. наук и иннов. техн., 2012. – 728 с. 6. Свойства элементов / под ред. Г.В. Самсонова. – М.: Металлургия, 1976. – Ч. 1. Физические свойства. – 598 с. 7. Дешман, С. Научные основы вакуумной техники / М.: Мир, 1961. – 675 с. 8. Френкель, Я.И. Собр. тр. в 9 т. – Кинетическая теория жидкости: т. 3. – М.Л., АН СССР, 1959. – 422 с. 9. Антропов, И.И. Взаимодействие лазерного излучения с поверхностью металлов, имеющих поликристаллическое строение // Сборник научных трудов Донбасского государственного технического университета. – Вып. 26 – Алчевск: ДонГТУ, 2008. – С. 353–363.

**Bibliography (transliterated):** 1. Kostyuk, G.I. Nanotekhnologii: teoriya, eksperiment, tekhnika, Perspektivy [Tekst]: monogr. / G.I. Kostyuk. - Kiev: Izd. tsentr Mezhdunar. akademii nauk i innovatP. tekhnologiy, 2012. - 648 P. 2. Kostyuk, G. I. Fiziko-tekhnicheskiye osnovy naneseniya pokrytiy, ionnoy implantatsii i ionnogo legirovaniya, lazernoy obrabotki i uprochneniya, kombinirovannykh tekhnologiy [Tekst]: v 2 kn. / G. I. Kostyuk. - Kiev: Izd-vo AINU, 2002. - 1030 P. 3. Kostyuk, G.I. Nanostrukury i nanopokrytiya: perspektivy i real'nost' [Tekst]: ucheb. posobiye / G.I. Kostyuk. - Kharkov.: NatP. aerokosm. un-t «Khar'k. aviatP. in-t», 2009. - 406 P. 4. Kostyuk, G.I. Effektivnyy rezhushchiy instrument s pokrytiyem i uprochnennym sloyem [Tekst]: sprav monogr.- / G.I. Kostyuk. - Kharkov.: NatP. aerokosm. un-t «Khar'k. aviatP. in-t», 2007. - 633 P. 5. Kostyuk, G.I. Effektivnyye pokrytiya i modifitsirovannyye uprochnennyye slои na rezhushchikh instrumentakh [Tekst]: Monogr.-sprav / G.I. Kostyuk. - Kiev: Izd. tsentr Mezhdunar. akadem. nauk i innov. . tekhn, 2012. - 728 P. 6. Svoystva elementov / pod red. G.V. Samsonova. - Moscow: Metallurgiya, 1976. - CH. 1. Fizicheskiye svoystva. - 598 P. 7. Dushman, P. Nauchnyye osnovy vakuumnoy tekhniki / Moscow: Mir, 1961. - 675 P. 8. Frenkel', YA.I. Sobr. tr. v 9 t. - Kineticheskaya teoriya zhidkosti: t. 3. - M.L., AN SSSR, 1959. - 422 P. 9. Antropov, I.I. Vzaimodeystviye lazernogo izlucheniya s poverkhnost'yu metallov, imeyushchikh polikristallicheskoye stroeniye // Sbornik nauchnykh trudov Donbasskogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta. - No. 26 - Alchevsk: DonGTU, 2008. - P. 353-363.

Поступила (received) 07.10.2015