

УДК 621.865.6

Г.И. КОСТЮК, О.О. БРУЯКА, О.М. МЕЛКОЗЕРОВА**ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОСТРУКТУР НА ТВЕРДОМ СПЛАВЕ ВК4 ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ФЕМТО- И ПИКОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ**

Наведено результати теоретичного дослідження можливості отримання наноструктур (НС) на твердому сплаві ВК4 за рахунок оброблення фемто- і пікосекундними лазерами. Рішенням спільної задачі теплопровідності та термопружності в зоні дії іонізуючого випромінювання (ІВ) отримано залежності максимальних температур, швидкості росту температури, температурних напружень від щільності теплового потоку ($q = 10^{12} - 10^{16}$ Вт/м²) і за часів його дії ($\tau = 10^{12} - 10^{16}$ с). Подано залежності об'єму наноструктури від максимальної та мінімальної глибини залягання для твердого сплаву ВК4 при різних розмірах плями ($5 \cdot 10^7, 10^6$ м). Це дозволило, з урахуванням прийнятих критеріїв одержати нанозерна, отримати просторову картину залежності об'єму зерна від щільності теплового потоку і часу його дії. Отримано технологічні параметри для отримання нанозерна в твердому сплаві при дії ІВ.

Ключові слова: фемто- і піко секундні лазери, твердий сплав, об'єм нанозерна, глибина залягання нанозерна.

Представлены результаты теоретического исследования возможности получения наноструктур (НС) на твердом сплаве ВК4 за счет обработки фемто- и пикосекундными лазерами. Решением совместной задачи теплопроводности и термоупругости в зоне действия ионизирующего излучения (ИИ) получены зависимости максимальных температур, скорости роста температуры, температурных напряжений от плотности теплового потока ($q = 10^{12} - 10^{16}$ Вт/м²) и при временах его действия ($\tau = 10^{12} - 10^{16}$ с). Приведены зависимости объема наноструктуры от максимальной и минимальной глубины залегания для твердого сплава ВК4 при различных размерах пятна ($5 \cdot 10^7, 10^6$ м). Это позволило с учетом принятых критериев образования зерна получить пространственную картину зависимости объема зерна от плотности теплового потока и времени его действия. Найдены технологические параметры для образования нанозерна в твердом сплаве при действии ИИ.

Ключевые слова: фемто- и пикосекундные лазеры, твердый сплав, объем нанозерна, глубина залегания нанозерна

Presents the results of theoretical research opportunities nanostructures (NS) on the carbide VC4 by treatment with femtosecond and picosecond lasers. Decision of the joint problem of heat conduction and thermoelasticity in ionizing radiation zone (IR) obtained according to the maximum temperature, the temperature of the growth rate, temperature stress on the heat flux density ($q = 10^{12} - 10^{16}$, W/m²), and at times his actions ($\tau = 10^{12} - 10^{16}$ s). The dependences of the volume of the nanostructure of the maximum and minimum depth for carbide VC4 with different spot sizes ($5 \cdot 10^7, 10^6$ m). This allowed, based on the criteria adopted by the grain formation, to get a picture of the spatial dependence of the grain volume of the heat flux density and the time of its action. Obtain technological parameters for nanograin solid alloy under the influence of IR.

Keywords: femtosecond and picosecond lasers, solid carbide, nanograin volume, depth of nanograin.

Введение. В настоящее время широко начинают использоваться лазеры с ультракороткими импульсами. К таким лазерам относятся фемтосекундные лазеры. Применяются такие типы фемтосекундных лазеров:

- твердотельные лазеры на объемных кристаллах, обеспечивающие длительность импульса от 5 до 30 фс со средней мощностью 0,1...1 Вт (лазеры при допировании неодимом и иттербием), тогда как титан-сапфировые лазеры могут использоваться для создания импульса менее 10 фс (иногда 5 фс). Частота следования импульса от 50 до 500 МГц (миниатюрные лазеры позволяют получить десятки ГГц);
- волоконные лазеры: длительностью от 50 до 500 фс и частотой 10...100 МГц при мощности в несколько милливат;
- лазеры на красителях: позволяют получать длительность импульсов до 10 фс;
- полупроводниковые лазеры: могут реализовать фемтосекундную длительность и высокую частоту следования, высокую среднюю мощность при малых энергиях импульса.

Существуют также лазеры с фемтосекундным диапазоном: лазеры на центрах окраски и лазеры на свободных электронах (последние могут излучать фемтосекундные импульсы даже в рентгеновском диапазоне волн).

Сейчас уже применяются фемтосекундные лазеры для получения поверхностей, не подвергающихся обледенению, повышения адгезионных и механических свойств, уменьшения коэффициента трения в

4–5 раз – для сухого трения и в 2 раза – для жидкостного (машинное масло). Очевидно, все эти свойства связаны с образованием наноструктур на поверхности деталей, а значит, есть перспективы расширения возможности применения фемтосекундных лазеров для получения наноструктур с новыми свойствами. Следует ожидать повышения физико-механических характеристик, а именно: микротвёрдости, предела текучести, предела прочности (предположительно модуль упругости будет снижаться), а также усталостной прочности, способности выдерживать ударные нагрузки.

Всё изложенное выше говорит о перспективности применения фемтосекундных лазеров для получения наноструктур, а значит, необходимо оценить технологические параметры светолучевых потоков, при которых есть вероятность получения наноструктур.

1. Состояние вопроса

В настоящее время ещё недостаточно теоретических разработок, позволяющих с высокой достоверностью определить физические процессы, реализующиеся при действии излучения лазера с фемтосекундным диапазоном времен действия. Всё это очевидно связано с тем, что при малых временах действия лазера энергия сначала тратится на термоупругое и термопластическое деформирование, а затем при релаксации напряжения эта энергия преобразуется в тепловую, что изменяет характер теплообмена, а, следовательно, влияет на результат расчёта полей температур и напряжений в зоне действия лазерного луча. Несмотря на то, что существует ряд теоретических моделей, которые описывают действие концентрирован-

ных потоков энергии на материалы [1–8], аналогичных исследований для случая действия лазерного излучения (ЛИ) ультрамалой длительности нет. В настоящей статье, проведя учёт физических явлений, реализующихся в этом случае, мы построили модель действия лазерного излучения сверхмалой длительности на конструкционные материалы и материалы для режущих инструментов. Исследования действия лазерного излучения малой длительности на твёрдые сплавы являются актуальными, так как характер их влияния на структуру и физико-механические характеристики материала режущего инструмента (РИ) не изучен.

Настоящая статья посвящена исследованию действия лазерного излучения малой длительности, включая и фемтосекундное, на твёрдый сплав ВК4, что позволит найти технологические режимы, необходимые для образования наноструктур в поверхностном слое РИ.

2. Физика процессов при действии лазерного излучения на конструкционные материалы

2.1. 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 таким 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; λ – 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:

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

Здесь A – поглощательная способность обрабатываемого 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); $\phi(\tau)$ – описывает временную структуру импульса; например, для импульса лазера, работающего в пучковом режиме с упорядоченной генерацией, функция может быть представлена в виде

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

Для огибающей пичков справедливо выражение

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

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 отлична от 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

$$q_V(z) = q_{V0} (1 - R)e^{-\alpha z}, \quad (7)$$

где $q_V(z)$, q_{V0} – соответственно объемные плотности теплового потока излучения на расстоянии z и на поверхности $x = 0$, Вт/см³,

$$q_{V0} = \frac{q_n(r, \tau)}{0,1\delta}. \quad (8)$$

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

2.2. Модель взаимодействия светолучевых потоков и конструкционных материалов

С учетом действия объемного источника и облучения, объемная плотность которого рассчитывается по выражению (7) с учетом (8), и поверхностного источника тепла с плотностью теплового потока по выражению (4) с учетом (5), (6) решаются уравнения теплопроводности.

2.2.1. Баланс тепла в элементарном объеме детали

Баланс тепла представлен в выражении

$$\begin{aligned} C[T]\gamma[T] \frac{dT(x, y, z, t)}{dt} + C[T]\gamma[T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} V_n + \\ + C[T]\gamma[T] \tau_p \frac{d^2 T(x, y, z, t)}{dt^2} = \nabla \lambda [T] \nabla T(x, y, z, t) + \\ + C[T]\gamma[T] V_{tm} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} - AL_j \ddot{E} \gamma[T] \frac{dV_i \ddot{e}}{dt} + \\ + B \frac{q_n(r, \tau)}{0,1\delta} \pm D \frac{dW(x, y, z, t)}{dt} \pm \\ \pm m_a C_a [T_a] \frac{dn_a}{dt} (T_a - T(x, y, z, t)) \pm \end{aligned} \quad (9)$$

$$\pm P_{T.X} \cdot D(n_A, n_B, T, t_a) \frac{dn_{A(B)}}{dt} L_{T.X.P} + q_V(z) + \dot{A}_{\dot{e}\dot{o}},$$

где $C[T]$ и $\gamma[T]$ – теплоемкость и плотность материала мишени, соответствующие температуре T ; $E_{кр}$ – энергия, затрачиваемая на кристаллизацию; τ_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 термодинамической

реакции; $V_f[T]$ – 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 ; $P_{т.х}(p_a, p_b, T, t_{вз})$ – вероятность термохимической реакции, зависящая от концентрации реагентов p_a и p_b , температуры T и времени взаимодействия $t_{вз}$; p_a и p_b – концентрации реагентов, определяющих возможность реакции.

Изменение количества тепла в единичном объеме (первое слагаемое в левой части равенства) реализуется за счет 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 за счет действия 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); термохимических процессов, связанных с реализацией химических реакций между материалом детали и материалом покрытия или же между компонентами сплавов и композитных материалов, объемного источника тепла за счет действия 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

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

где a , b , c – коэффициенты, значения которых приведены в табл. 1 для различных материалов.

Таблица 1 – Коэффициенты a , b и c для расчета теплоемкости в выражении (10)

Материал	a	$b \cdot 10^4$	$c \cdot 10^8$
Для чистых металлов			
Al	0,214	1	0
W	0,032	0,047	0
Fe	0,105	0,8	0
Cu	0,0926	0,208	0
Mo	0,0603	0,14	0
Ni	0,1023	1,12	0
Ti	0,13	0,53	0
Для хромистых нержавеющих сталей		Для сталей (1X13, 4X13)	
X18H9	0,1095	0,193	6
X18H25C2	0,117	0,58	2,1

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

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

где d и e – коэффициенты, выбираемые в зависимости от материала. Так, например, для хромистых нержавеющих сталей 1X13, 2X13, 3X13 и 4X13 $d = 7700$, $e = 0,286$, а для аустенитных хромоникелевых сплавов X18H9 и X18H25C2 $d = 7920$, $e = 0,410$.

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 y .

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

$$\tau_{\delta} = \frac{\eta}{G}, \quad (12)$$

где η – коэффициент вязкости (внутреннего трения); G – модуль упругости 2-го рода (модуль сдвига), его можно вычислить через модуль упругости 1-го рода:

$$G = E / 2(1 + \mu),$$

где μ – коэффициент Пуассона.

Так, например, для железа $\eta = 14 \cdot 10^9$ кг/(м·с), $G = 4,6 \cdot 10^{10}$ Н/м², откуда $\tau_p \approx 3 \cdot 10^{-3}$ с; для алюминия $\eta = 1,25 \cdot 10^9$ кг/(м·с), $G = 6,85 \cdot 10^{10}$ Н/м², $\mu = 0,365$, откуда $\tau_p = 2,67 \cdot 10^{-4}$ с.

В первом слагаемом справа учтено изменение количества тепла за счет теплопроводности. Зависимость коэффициента теплопроводности λ от температуры в каждый момент времени представляется эмпирическими зависимостями, различными для различных материалов. Для аустенитных хромоникелевых сплавов зависимость λ от T имеет вид

$$\lambda = (13,3 - a + (1,1 + b) \cdot 2(T - 273)) \cdot 1,163, \quad (13)$$

где $a = 10(\sigma - 0,5)$; $b = 1,15(\sigma - 0,5)$; $\sigma = C/12 + Si/28 + Mn/55 + Cr/52 + Ni/59 + W/184 + Nb/93 + Mo/96$.

Здесь вместо названия элемента подставляется процентное значение содержания данного элемента в сплаве. Так, для стали X18H9 (ЭЯ-1) $\sigma = 0,14 / 12 + 0,8 / 28 + 2 / 55 + 18 / 52 + 10 / 59 = 0,592$, тогда $a = 0,92$, $b = 0,1058$.

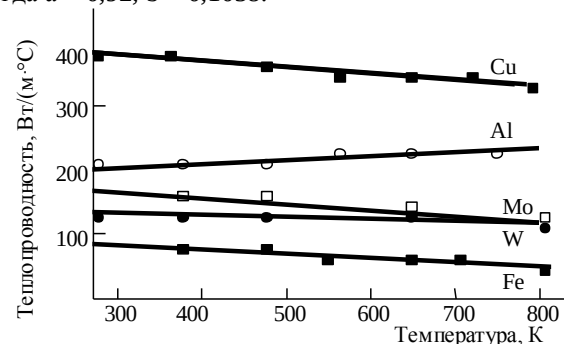


Рис. 1 – Зависимость теплопроводности от температуры материала

Для чистых металлов можно воспользоваться аппроксимацией табличных значений справочников. На графиках рис. 1 нанесены значения теплопроводности в зависимости от температуры. Из рисунка видно, что приближенно аппроксимировать эту зависимость можно линейной функцией вида

$$\lambda = -c\dot{O} + e. \quad (14)$$

Для вычисления коэффициентов c и e можно воспользоваться программой аппроксимации табличных значений методом наименьших квадратов для степенной функции. В данной функции размер базиса равен единице. Значения коэффициентов приведены в табл. 2.

Таблица 2 – Значения коэффициентов c и e в формуле (14)

Материал	c	e
Al	-0,0512	209,34
W	0,0785	159,33
Fe	0,0978	94,203
Mo	0,0291	140,72

Видно, что из этих материалов только у алюминия с ростом температуры понижается теплопроводность, у остальных она растет.

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

$$V_{\text{ТМ}} = \frac{10^4}{\gamma_m} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \left(\exp\left(A - \frac{B}{T}\right) - P_i \cdot \dot{O} \right), \quad (15)$$

где A и B – табулированные константы, значения которых приведены в табл. 3; R – газовая постоянная; γ_m – плотность материала детали; M – молекулярный вес материала детали; $P_{\text{ост}}$ – остаточное давление газов.

Таблица 3 – Коэффициенты A и B в выражении (15)

Материал	Cu	Al	Ti	Zr	Mo	W	Fe
A	11,69	11,79	12,50	12,33	11,64	12,40	12,44
$B \cdot 10^{-3}$	16,98	110,94	23,22	30,26	30,85	40,68	19,97

При испарении из слоя расплавленного металла (френкелевский механизм) скорость испарения определяется по формуле

$$V_{\delta} = V_0 \exp\left(\frac{T^*}{T(O, x, y, z, t)}\right), \quad (16)$$

где V_0 и T^* – критические скорость испарения и температура поверхности.

Чтобы определить эти величины воспользуемся аппроксимацией графиков зависимости V_0 и T^* от плотности теплового потока q , показанных на рис. 2. Для хорошей аппроксимации подходит квадратичная функция, коэффициенты которой можно определить по программе аппроксимации функции со степенным базисом по методу наименьших квадратов. На графиках значения q и V_0 указаны по логарифмической шкале, поэтому воспользуемся такими подстановками:

$$V_0 = 10^{z-3}; \quad q = 10^{s+8}; \Rightarrow S = \lg q - 8. \quad (17)$$

Величину плотности теплового потока q можно определить по формуле (2).

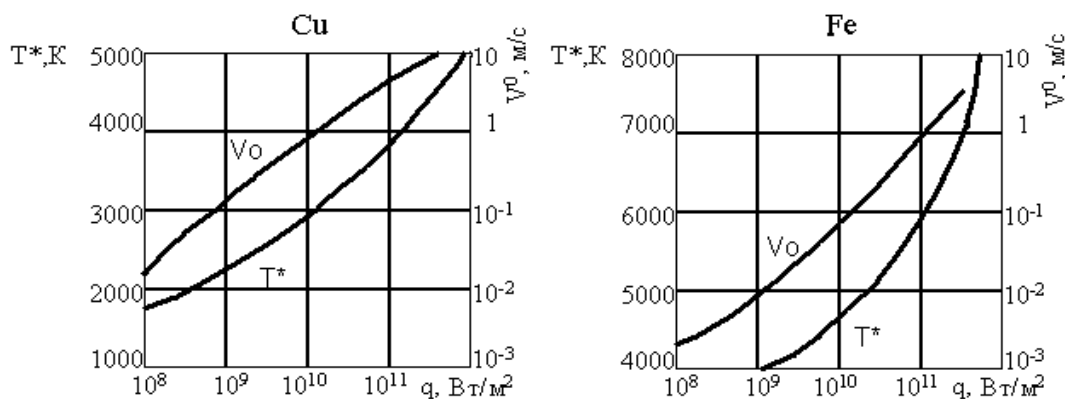
Зависимости V_0 и T^* от q через вспомогательные переменные имеют такой вид:

$$\begin{aligned} Z &= (nS^2 + kS + p) \cdot 10^{-1}; \\ T^* &= (mS^2 + rS + f) \cdot 10^{-2}. \end{aligned} \quad (18)$$

Коэффициенты в формулах (18) для различных материалов приведены в табл. 4.

Таблица 4 – Коэффициенты n, k, p, m, r, f в формуле (18)

Материал	n	k	p	m	r	f
Al	1,619	3,0952	8,8571	1,4048	2,5833	3,2321
W	1,7143	10,2857	9,9997	3,2857	3,4428	1,8032
Fe	1,751	3,2502	10,5021	3,2849	-1,9286	37,942
Mo	0,8928	4,7321	10,9731	4,5357	-1,6752	53,652
Cu	-0,0858	1,1319	1,0605	0,8451	3,9713	19,116

Рис. 2 – Графики зависимостей значений T^* и V_0 в формуле (8) от плотности теплового потока для ряда материалов

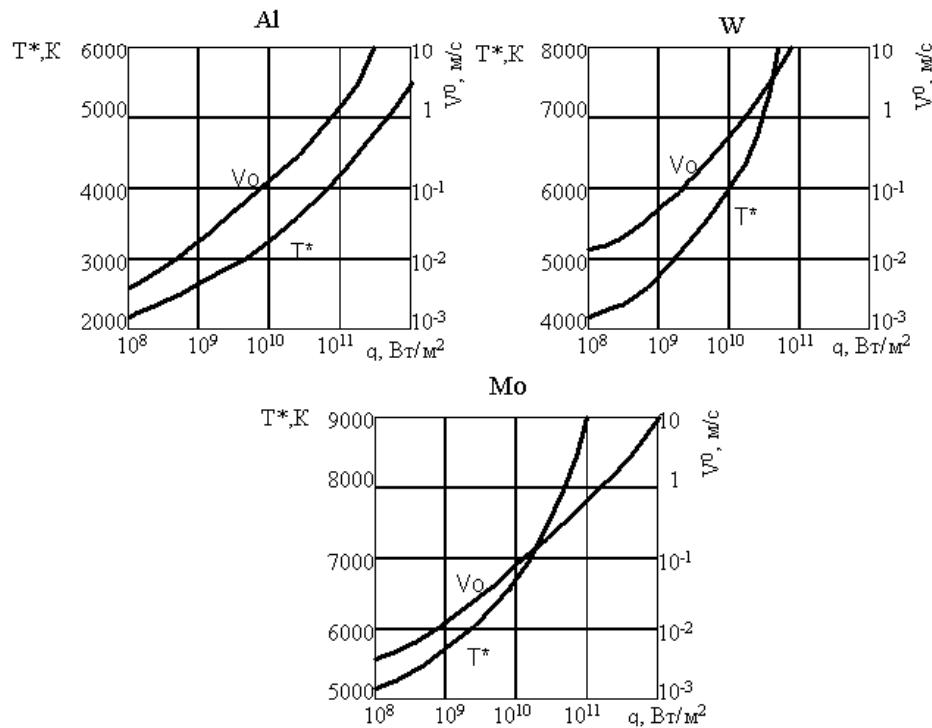


Рис. 2 – Окончание

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

$$L_i \ddot{e} = n T_i \ddot{e} f(T_i \ddot{e}) \cdot 4186,8, \quad (19)$$

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

$$f(T_i \ddot{e}) = (1,57 \ddot{e} + 1428) \cdot 10^{-3}. \quad (20)$$

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

В четвертом слагаемом формулы (9) вычисляется изменение количества тепла за счет действия лазерного излучения как объемного источника тепла.

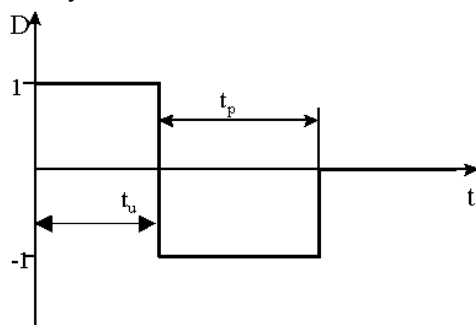


Рис. 3 – Значения коэффициента D в разные моменты времени

Пятое слагаемое формулы (9) учитывает энергию, затрачиваемую на деформирование тела за время действия теплового источника t_u , и возвращаемую материалу энергию при релаксации напряжений (за время, большее

t_u и меньшее $t_u + t_p$). На рис. 3 показано значение коэффициента D в различные моменты времени.

Энергию деформирования единичного объема определим по формуле [11]

$$W = G \left[\frac{\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + 2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2)}{2} + \frac{\mu}{1-\mu} \ell^2 - \frac{2(1+\mu)\alpha_1}{1-2\mu} \ell (T(x, y, z, t) - T) \right], \quad (21)$$

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 – перемещения относительно соответствующих осей; α_1 – коэффициент линейного расширения материала мишени; μ – коэффициент Пуассона (отношение поперечной деформации к продольной, значения μ 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/м², $\mu = 0,23 \dots 0,31$); T_n – начальная температура.

Зависимость коэффициента линейного расширения материала от температуры аппроксимируется линейной функций вида

$$\alpha_1 [\dot{O}] = v + w(T - 273), \quad (10^6 / 1^\circ \text{N}) \quad (22)$$

где v и w – коэффициенты, значения которых приведены в табл. 5.

Таблица 5 – Коэффициенты V и W в выражении (22)

Элемент	Al	W	Fe	Cu	Mo	Ni	Ti
v	22.6	4.3	11.3	16.7	10.1	13.4	7.7
$w \cdot 10^9$	8.8	0.71	8.6	3.6	0.965	1.0	3.8

Деформации сдвигов ε_{ik} не могут задаваться произ-

вольню, вони пов'язані дифференціальними співвідношеннями – умовами сумісності:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xy}}{\partial x \partial y}; \quad \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y \partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} \right]; \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{zy}}{\partial y \partial z}; \quad \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x \partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} \right]; \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial x^2} &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xz}}{\partial x \partial z}; \quad \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y \partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{\partial \varepsilon_{yx}}{\partial z} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{xz}}{\partial y} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Цими умовами перевіряється правильність розподілу витягнень і зсувів, а їх корекція – вводом додаткових напружень.

Для визначення витягнень ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} і зсувів ε_{xy} , ε_{yz} , ε_{zx} використаємо вираз термолупругого потенціалу переміщень Φ :

$$\Delta \Phi - \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)} \frac{\gamma}{G} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha_1 [T(x, y, z, t) - \dot{\Phi}_f], \quad (24)$$

де γ – густина матеріалу мішені.

Враховуючи, що розв'язок задачі проводиться в нерухомій системі координат і при виході на стаціонарний або близький до нього режим друге слагаєме в лівій частині рівняння (24) стає незначальним, отримаємо:

$$\Delta \Phi = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha_1 [T(x, y, z, t) - \dot{\Phi}_f]. \quad (25)$$

По величині термолупругого потенціалу переміщень і по відомих співвідношенням знаходимо величини витягнень і зсувів:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial i \partial k}, \quad (i, k = x, y, z). \quad (26)$$

Величини температурних напружень визначимо за виразом

$$\sigma_{ik} = 2G \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial i \partial k} - \Delta \Phi \cdot \delta_{ik} \right), \quad (27)$$

де δ_{ik} підкоряється таким умовам: $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$ ($i, k = x, y, z$); $\delta_{ik} = 1$ при $i = k$.

В сьомому слагаєму формули (9), враховуючи теплоперенос дифундируючим матеріалом, маса дифундируючого атома визначається за формулою

$$m_a = M m_p, \quad (28)$$

де M – атомний вага наносимого матеріалу; m_p – маса протона.

Зміна концентрації дифундируючих атомів в одиницю часу можна визначити за виразом:

$$\begin{aligned} - \text{при } t < t_k: \quad \frac{dn_a}{dt} &= \frac{j_a}{e z \sqrt{\alpha t}}; \\ - \text{при } t \geq t_k: \quad \frac{dn_a}{dt} &= \frac{j}{e z L_D}, \end{aligned} \quad (29)$$

де j – густина струму вносимих атомів; e – заряд електрона; z – зарядове число наносимого матеріалу; L_D – товщина деталі; t_k – час, за який деталь прогреться

на всю товщину, $t_k = \frac{L_D^2}{\alpha}$; α – коефіцієнт температу-

ропровідності.

Формула для розрахунку коефіцієнта дифузії має вигляд:

$$\hat{D} = a_d d_y^2 V_0 \exp(-U / (kT)), \quad (30)$$

де a_d – множитель порядку 0,1, визначається типом кристалічної ґратки; d_y – відстань між найближчими еквівалентними положеннями вакансій в кристалі; V_0 – величина порядку частоти атомних коливань в кристалі ($10^{12} \dots 10^{14} \text{ c}^{-1}$); U – потенціальний бар'єр, який необхідно подолати вакансії при переміщенні в сусіднє положення; k – постійна Больцмана; T – абсолютна температура.

Восьме слагаєме формули (9) враховує вплив хімічних процесів на баланс тепла в мішені. При взаємодії лазерного випромінювання з речовинами, складаються з багатомолекулярних молекул, можливе ціле коло хімічних перетворень, таких, як збудження молекули з наступною дисоціацією (розкладанням) її на активні частинки (іони); перегрупування атомів в структуру молекули; переміщення окремих атомів з однієї частини конфігурації молекули в іншу; приєднання до збудженої молекули іншої молекули; передача енергії збудження від однієї молекули до іншої; захоп електронів з утворенням негативних іонів; рекомбінація іона з електроном або іона з молекулою. Концентрація хімічних перетворень в першому наближенні прямо пропорційна густині поглиненої енергії і хімічному виходу (середнє число хімічних перетворень при поглиненні одиничної енергії). В результаті хімічних реакцій між іонами і радикалами плазмоутворюючого газу і атомами матеріалу можливо видалення матеріалу в вигляді летучих сполук, що використовується при плазмохімічному травленні (так, додавання до аргону 10 % кисню може збільшити швидкість видалення матеріалу за рахунок хімічних реакцій в 10–15 раз). Швидкості плазмохімічного травлення становлять 2...10 нм/с. При обробці елементів W, Te, Mo, Ta фторсодержачими газами утворюються летучі фториди, а при обробці Al хлорсодержачими газами – летучі хлориди. Термо- і плазмохімічні реакції також можуть сприяти збільшенню маси і об'єму оброблюваної деталі за рахунок утворення хімічних сполук з реакційним газом. Лазерне випромінювання в атмосфері хімічно активного газу або в суміші інертного і хімічно активного газів, наприклад O_2 , $Ar + N_2$, $Ar + N_2$ і т. п., супроводжується такими процесами, що забезпечують ріст плівки хімічного сполуку: реакція між хімічно активними іонами А і атомами мішені В з наступним переносом молекул АВ на підложку; реакція між атомами і іонами хімічно активного газу А, A^+ , A^- і атомами наносимого покриття; реакція між атомами і іонами А, A^+ , A^- і розпилюваними частинками В в газовій фазі з наступним осадженням молекул АВ на поверхню мішені.

Коли лазерному випромінюванню піддається багатоконпонентна речовина АВ (хімічне сполуку, сплав), в установившійся процесі співвідношення концентрацій буде таким:

$$\frac{n_A(0)}{n_B(0)} = \frac{n_{A,V}}{n_{B,V}} \left(\frac{M_A}{M_B} \right)^{1/4}, \quad (31)$$

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

Происходит обогащение приповерхностного слоя более тяжелым компонентом.

Если рабочее вещество непрерывно поступает на поверхность и разлагается там под действием облучения, то в простейшем случае скорость изменения поверхностной концентрации вступивших N_1 и не вступивших N_2 в реакцию молекул соединения будет определяться уравнениями

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_0 \sigma_p J_e}{e}, \quad (32)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = n_0 - \frac{N_0}{\tau_0} - \frac{dN_1}{dt}, \quad (33)$$

где σ_p – сечение реакции, зависящее от свойств соединения и энергии лазерного излучения; n_0 – число молекул, поступающих на единицу площади поверхности в единицу времени; τ_0 – среднее время, в течение которого непрореагировавшие молекулы находятся на поверхности до испарения.

Проинтегрировав систему уравнений (27)–(33) в случае малого потока n_0 , получаем

$$N_0(t) = n_0 \sigma_h \tau_0 J_\ell (e + \sigma_h \tau_0 J_\ell)^{-1}. \quad (34)$$

Здесь введено обозначение $\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{\sigma_p J_e}{e}$, а

$N_0(t)$ – начальная концентрация молекул в момент включения лазерного облучения при $t = 0$. Через промежуток времени $t \gg \tau_1$ установится равновесная концентрация, равная $n_0 \tau_1$, и реакция будет протекать с постоянной скоростью

$$dN_1 / dt = n_0 \sigma_p \tau_0 J_e (e + \sigma_p \tau_0 J_\ell)^{-1}. \quad (35)$$

В общем случае эта скорость зависит от всех параметров процесса (E_e , J_ℓ , T , n_0), однако если реакция происходит при достаточно низких T и высоких J_ℓ , так что $\sigma_p \tau_0 J_\ell \gg 1$, то скорость реакции определяется только скоростью поступления адсорбата и для малого значения n_0 не очень высока. При высоких плотностях в потоке n_0 , достаточных для создания более толстого покрытия, чем монослой, скорость реакции определяется только режимом облучения и не зависит от n_0 и T :

$$dN_1 / dt = N_0 \sigma_p J_\ell / e \quad \text{при} \quad n_0 \tau_1 \gg N_0. \quad (36)$$

2.3. Теплообмен на поверхности детали

Тепловой поток на поверхности мишени создается за счет таких факторов (9):

– столкновительные процессы: тепло, выделяемое на поверхности вследствие действия лазерного излучения (первое слагаемое справа), теплового потока, отводимого с термоэлектронами (второе слагае-

мое), и вторичными фотонами (третье слагаемое);

– теплофизические процессы: 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);

– плазмохимические процессы, реализующиеся за счет реакций потока лазерного излучения с испаренным материалом детали или адсорбированными газами (восьмое слагаемое); эта энергия передается излучением.

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

$$-\lambda[T] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} = F_{\ell, r} - F_{m\gamma} - F_{\gamma\delta} - F_{e\tilde{n}} - F_m - \sigma \varepsilon \dot{O}(0, y, z, t) \pm F_{\hat{e}\hat{i}\hat{a}} + F_{\hat{i}\hat{o}} + \sigma \varepsilon \hat{n} \dot{O}_{\hat{n}}, \quad (37)$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана; ε и ε_c – степень черноты поверхности мишени и среды; T_c – температура среды.

Рассмотрим более подробно каждое слагаемое в формуле (37).

Плотность теплового потока вследствие действия лазерного излучения

$$F_{e\hat{e}} = \frac{I_i D^2}{4\pi\lambda^2 F^2} P_0. \quad (38)$$

Второе слагаемое учитывает отвод теплового потока за счет испускания электронов нагретой поверхностью мишени – термоэлектронной эмиссии. Плотность теплового потока, отводимого с электронами,

$$F_{O\hat{X}} = J_\gamma \phi(T), \quad (39)$$

где $\phi(T)$ – работа выхода электрона, эВ, при температуре поверхности T ; J_γ – плотность эмиссионного тока, которая определяется с помощью уравнения Ричардсона

$$J_\gamma = (1 - \bar{r}) A \cdot T^2 \cdot \exp(-e\phi_0/kT). \quad (40)$$

Здесь $\bar{r}$ – усредненный по энергиям электронов коэффициент отражения от потенциального барьера на границе “твёрдое тело – вакуум”, он может достигать нескольких процентов для чистых металлов; A – постоянная Ричардсона,

$A = 4\pi m_e k^2 e / h^3 = 1,204 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2(\text{K})^2$; ϕ_0 – работа выхода электрона при $T = 273 \text{ K}$; k – постоянная Больцмана.

Для большинства металлов ϕ лежит в диапазоне 4...5 эВ.

3. Результаты расчётов температур, температурных напряжений, скорости роста температуры для фемтосекундного лазера.

Рассмотрены результаты расчётов полей температур, температурных напряжений, скорости роста температуры при действии лазерного излучения с

плотностями теплового потока от 10^{11} до 10^{17} Вт/м², при временах действия от 10^{-16} до 10^{-10} с на твёрдый

сплав ВК4, результаты которого показаны на рис. 4.

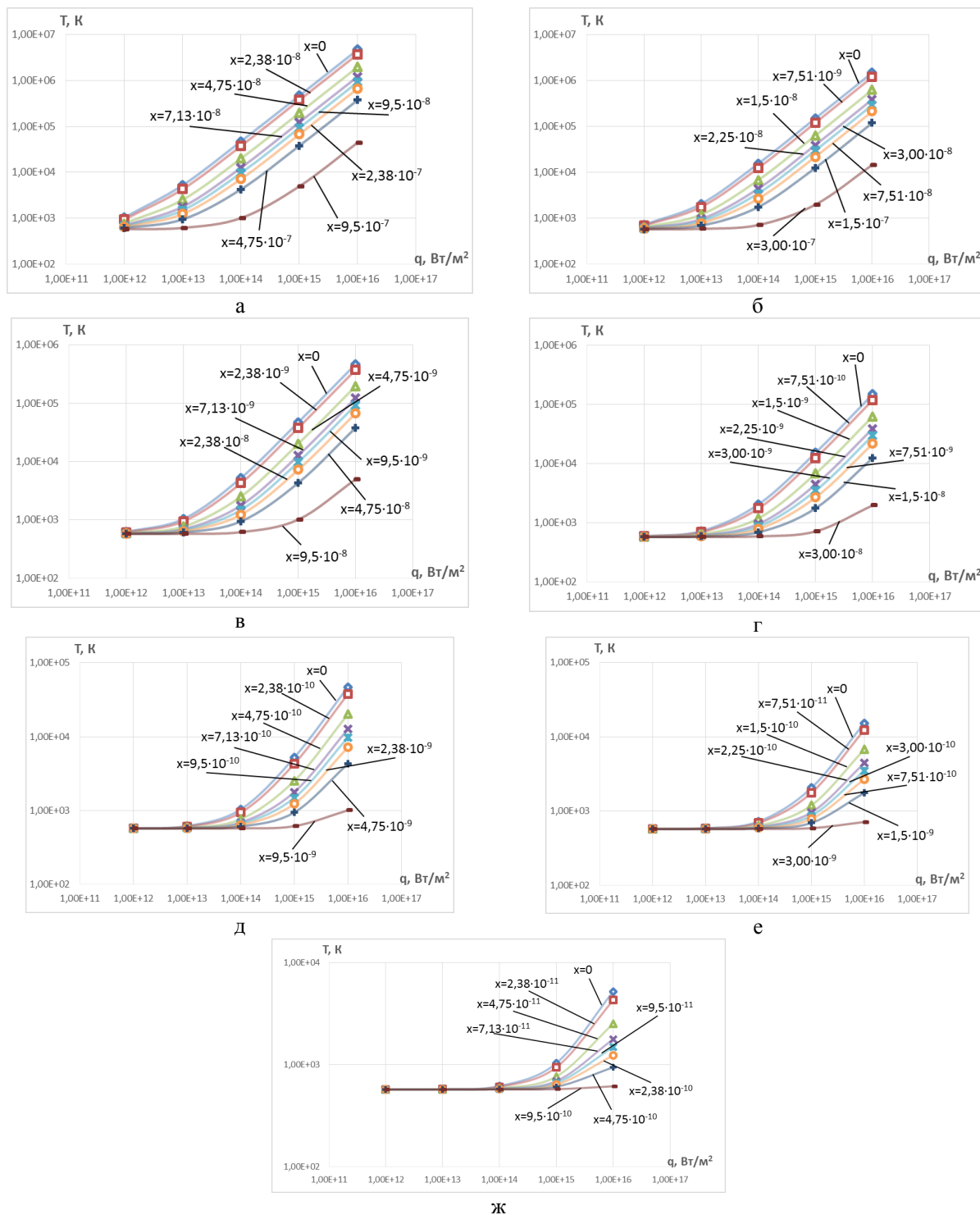


Рис. 4 – Зависимость максимальной температуры в зоне действия лазерного излучения на ВК4 от плотности теплового потока на разных глубинах при времени действия: а - $t=10^{-10}$ с; б - $t=10^{-11}$ с; в - $t=10^{-12}$ с; г - $t=10^{-13}$ с; д - $t=10^{-14}$ с; е - $t=10^{-15}$ с; ж - $t=10^{-16}$ с.

Видно, что с ростом плотности теплового потока температуры растут практически на всех исследованных глубинах – от 0 до $9,5 \cdot 10^{-7}$ м при времени действия 10^{-10} с. Действия с меньшими временами сохраняет практически тот же характер зависимости температуры от плотности теплового потока, характер со-

храняется, но величины температур существенно уменьшаются.

Полученные распределения температуры от плотности теплового потока показывают, что для меньших времён действия теплового потока реализуются более удачные распределения температур при больших плотностях теплового потока

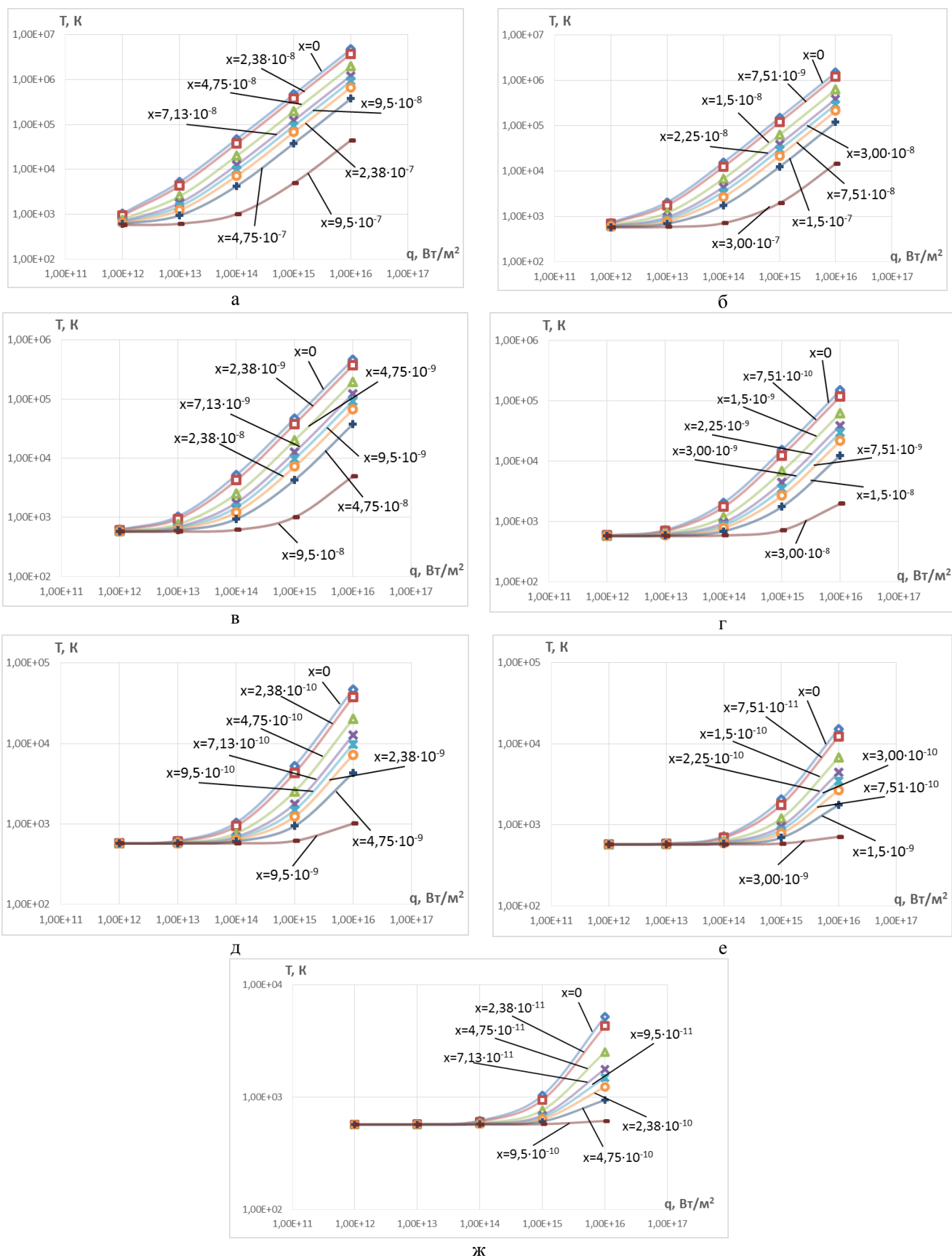
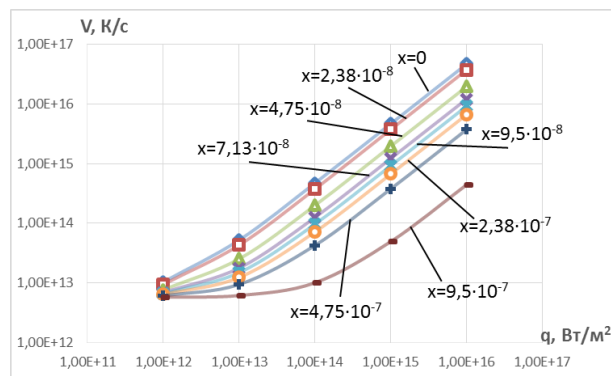


Рис. 4 – Зависимость максимальной температуры в зоне действия лазерного излучения на ВК4 от плотности теплового потока на разных глубинах при времени действия: а - $t=10^{-10}$ с; б - $t=10^{-11}$ с; в - $t=10^{-12}$ с; г - $t=10^{-13}$ с; д - $t=10^{-14}$ с; е - $t=10^{-15}$ с; ж - $t=10^{-16}$ с.

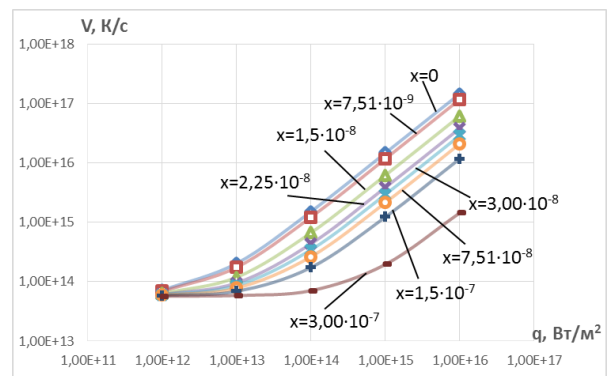
($10^{15} \dots 10^{16}$ Вт/м²), тоді як при 10^{-14} с дана область отримання наноструктур лежить уже при щільностях теплового потоку від 10^{13} до 10^{15} Вт/м², при більших временах 10^{-12} с ця область переміщується в сторону менших щільностей теплового потоку і лежить в області від 10^{12} до 10^{14} Вт/м². Для времена 10^{-10} с ця область лежить уже в діапазоні від 10^{12} до 10^{13} Вт/м².

По цим графікам можна оцінити можливість отримання наноструктур при малих временах дії, т.е. при фемтосекундному і пікосекундному діапазонах, але ці графіки не достаточні для оцінки можливості отримання наноструктур. Необхідно також визначити швидкість росту температури від щільності теплового потоку при тих же временах (від 10^{-16} до 10^{-10} с).

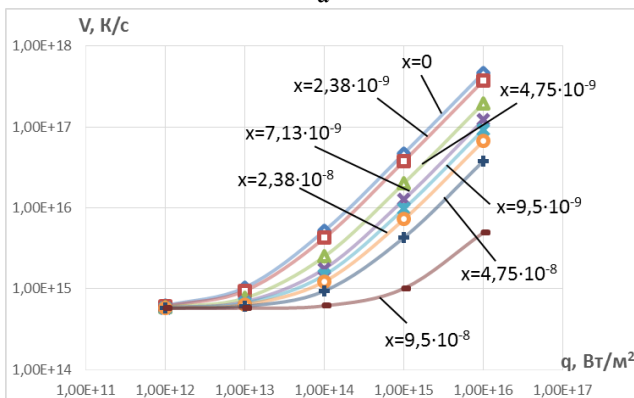
Аналіз залежності швидкості зміни температури во время дії від щільності теплового потоку на різних глибинах і временах дії теплового потоку від 10^{-16} до 10^{-10} с (показано на рис. 5). Видно, що швидкість зміни температури змінюється в межах від 10^{13} до 10^{17} К/с, з зменшення времена дії ці швидкості зростають і при временах 10^{-12} с вони уже наближаються до $10^{15} \dots 10^{18}$ К/с. Дальніше зменшення времена до 10^{-14} с, швидкості наближаються до $10^{17} \dots 10^{19}$ К/с і при $t = 10^{-16}$ с швидкості росту температури наближаються до $10^{19} \dots 10^{20}$ К/с. Видно, що такі великі швидкості росту сприяють утворенню наноструктур і очевидно можуть значно прискорити цей процес.



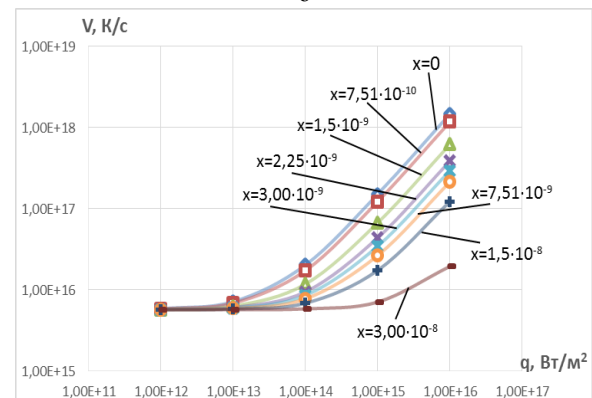
а



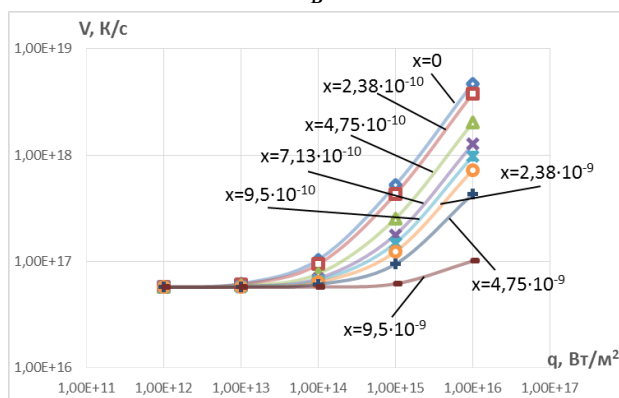
б



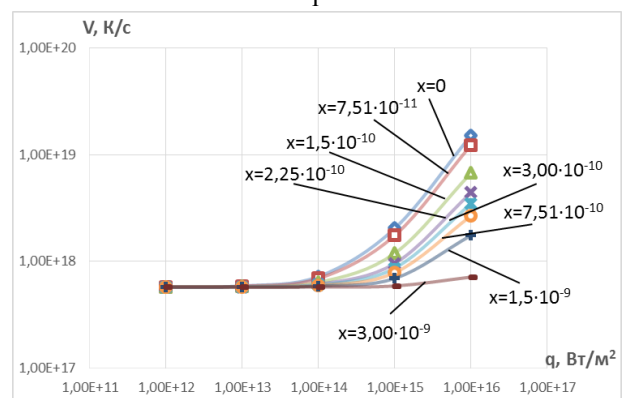
в



г

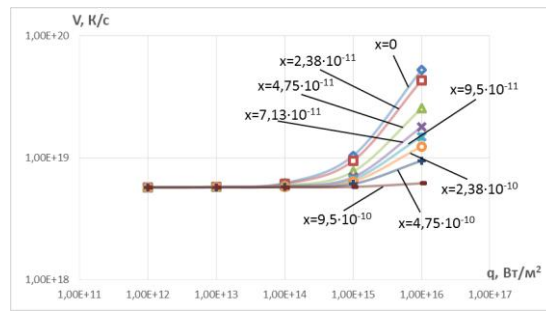


д

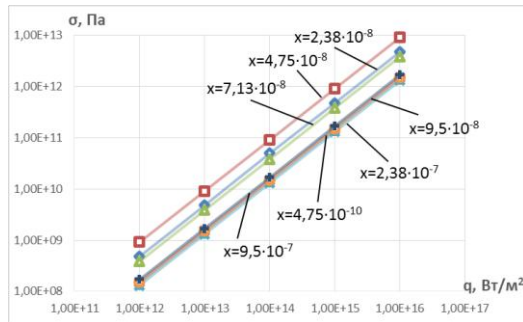


е

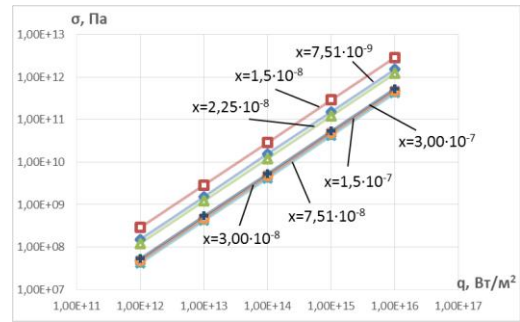
Рис. 5 – Залежність швидкості зміни температури в зоні дії лазерного випромінювання на ВК4 від щільності теплового потоку на різних глибинах при временах дії: а - $t=10^{-10}$ с; б - $t=10^{-11}$ с; в - $t=10^{-12}$ с; г - $t=10^{-13}$ с; д - $t=10^{-14}$ с; е - $t=10^{-15}$ с; ж - $t=10^{-16}$ с



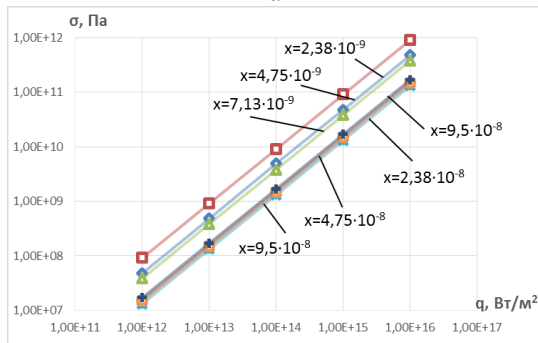
Ж
Рис.5 – Окончание



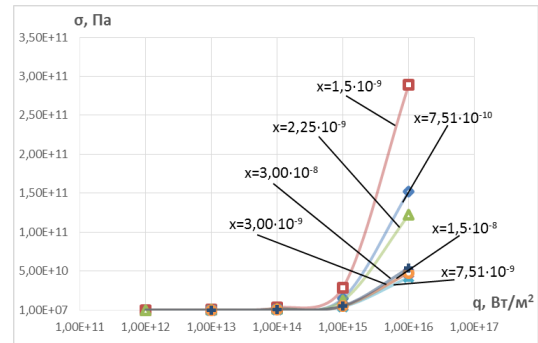
а



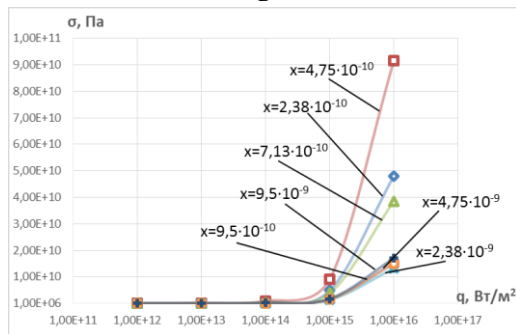
б



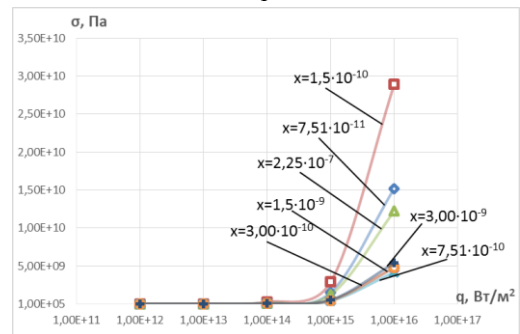
в



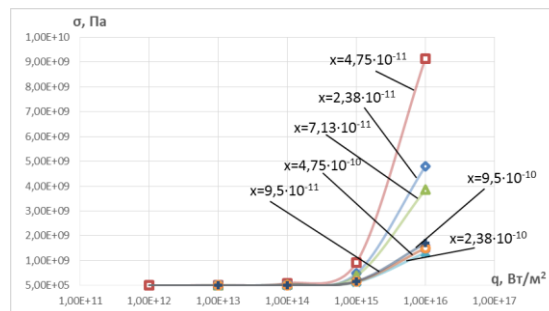
г



д



е



ж

Рис. 6 – Зависимость температурных напряжений в зоне действия лазерного излучения на ВК4 от плотности теплового потока на разных глубинах при времени действия: а - $t=10^{-10}$ с; б - $t=10^{-11}$ с; в - $t=10^{-12}$ с; г - $t=10^{-13}$ с; д - $t=10^{-14}$ с; е - $t=10^{-15}$ с; ж - $t=10^{-16}$ с.

На рис. 6 показаны зависимости температур на разных глубинах в зоне действия лазерного излучения на твёрдый сплав ВК4 от плотности теплового потока при тех же временах действия ($10^{-16} \dots 10^{-10}$ с). Видно, что с ростом плотности теплового потока величины температурных напряжений существенно увеличиваются от 10^8 до 10^{13} Па. Эти напряжения по абсолютной величине превышают предел прочности, но так как они действуют импульсно в короткое время, то разрушение не происходит (энергии деформирования недостаточно). При малых величинах теплового потока температурные напряжения ускоряют образования наноструктур, а при больших, начиная с $10^{14} \dots 10^{16}$ Вт/м², они могут самостоятельно образовывать наноструктуры за счёт деформирования атомной решётки материала.

На рис. 7 показаны зависимости максимальных температур от времени действия теплового потока на разных глубинах при всех исследованных плотностях

теплового потока. Видно, что эти зависимости можно использовать для выбора времени действия теплового источника, когда известны плотности теплового потока, создаваемые им. Так, для малых тепловых потоков в диапазоне от 10^{12} до 10^{14} Вт/м² можно, воспользовавшись этими зависимостями, найти необходимое время для получения наноструктур, но в диапазоне времени от 10^{-16} до 10^{-13} с вероятность получения наноструктур минимальная для плотности теплового потока 10^{12} Вт/м². При повышении плотности теплового потока до 10^{13} этот диапазон сужается до $10^{-16} \dots 10^{-14}$ с, а при плотности теплового потока 10^{14} Вт/м² этот диапазон ещё уменьшается до $10^{-16} - 10^{-15}$ с. При плотности теплового потока 10^{15} Вт/м² область получения наноструктур смещается в сторону малых времён и составляет $10^{-16} - 10^{-14}$ с, тогда как при больших временах есть высокая вероятность роста уже образовавшегося нанозерна до субмикро- и микрометровых размеров.

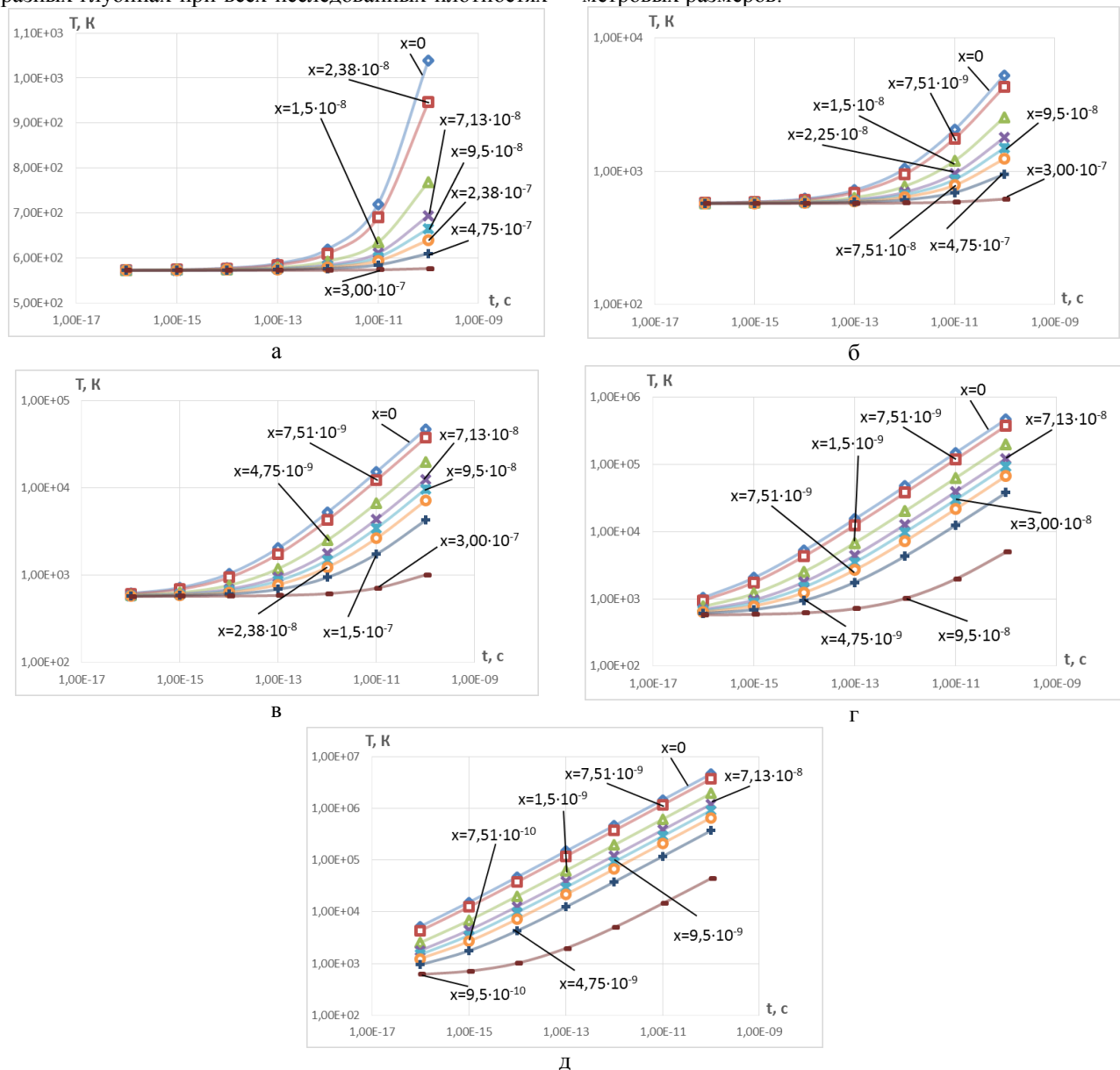


Рис. 7 – Зависимость максимальной температуры в зоне действия лазерного излучения на ВК4 от времени действия теплового потока на разных глубинах при плотности теплового потока: а - $q = 10^{12}$ Вт/м²; б - $q = 10^{13}$ Вт/м²; в - $q = 10^{14}$ Вт/м²; г - $q = 10^{15}$ Вт/м²; д - $q = 10^{16}$ Вт/м²

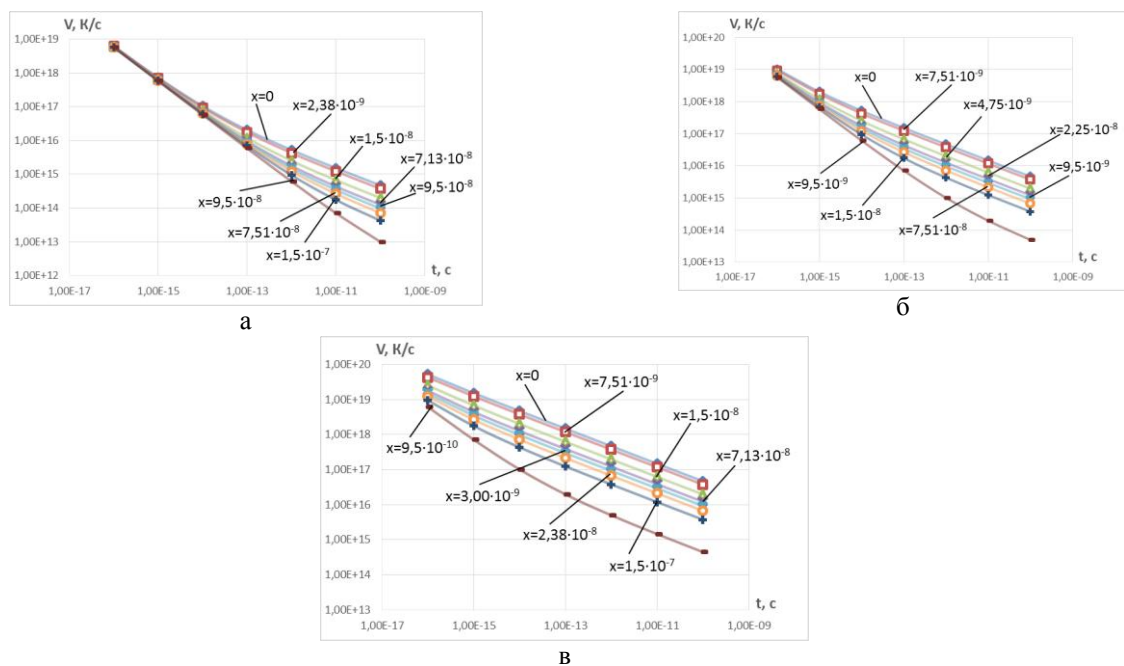


Рис. 8 – Зависимость скорости изменения температуры в зоне действия лазерного излучения на ВК4 от времени действия теплового потока на разных глубинах при плотности теплового потока: а - $q=10^{14}$ Вт/м²; б - $q=10^{15}$ Вт/м²; в - $q=10^{16}$ Вт/м²

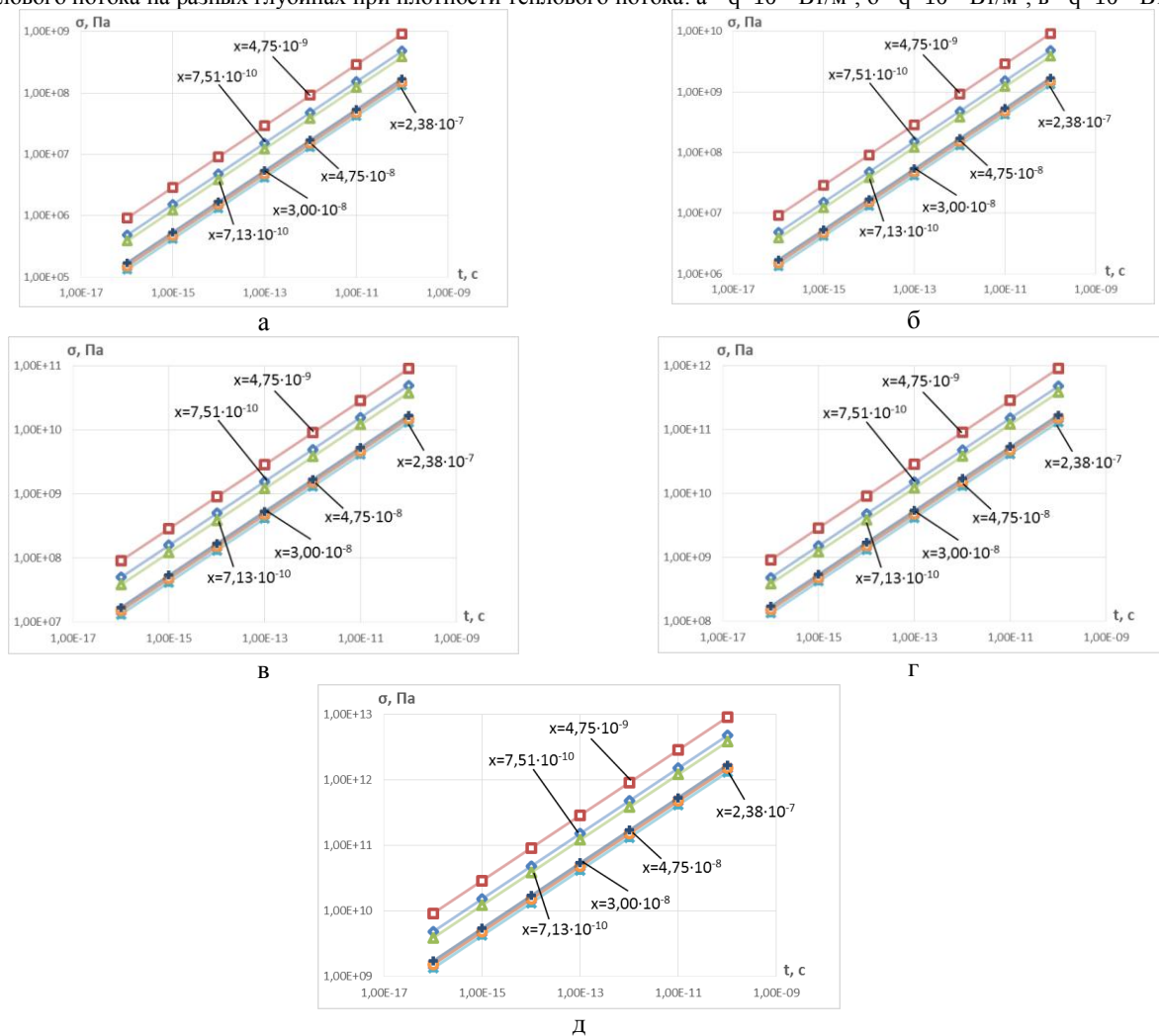


Рис. 9 – Зависимость температурных напряжений в зоне действия лазерного излучения на ВК4 от времени действия теплового потока на разных глубинах при плотности теплового потока: а - $q=10^{12}$ Вт/м²; б - $q=10^{13}$ Вт/м²; в - $q=10^{14}$ Вт/м²; г - $q=10^{15}$ Вт/м²; д - $q=10^{16}$ Вт/м²

Так как важной характеристикой является скорость изменения температуры в зоне действия лазерного излучения, то её зависимости от времени показаны на рис. 8. Видно, что при малых плотностях теплового потока ($q=10^{14}$ Вт/м²) скорость остаётся практически одинаковой в диапазоне времён от 10^{-16} до 10^{-13} с (рис. 8, а). При росте плотности теплового потока до 10^{15} Вт/м² этот диапазон сужается и в основном сохраняется вблизи 10^{-16} с, а при плотности теплового потока $q=10^{16}$ Вт/м² этот диапазон практически отсутствует, так как на разных глубинах реализуются разные условия и на поверхности даже при этих временах наноструктур нет, они находятся в глубине материала.

На рис. 9 показаны зависимости максимальных температурных напряжений в зоне действия лазерного излучения на ТС ВК4 от времени его действия. Эти зависимости позволяют получить диапазоны времени действия ЛИ, при которых для различных плотностей теплового потока следует ожидать образования наноструктур. Так, при плотности теплового потока $q=10^{12}$ Вт/м² во всём диапазоне времени действия непосредственно наноструктуры не образуются. При увеличении плотности теплового потока до 10^{13} Вт/м², только на малой глубине $4,75 \cdot 10^{-9}$ м это возможно и при времени 10^{-10} с есть вероятность получения наноструктур за счёт действия температурных напряжений. Дальнейшее увеличение плотности теплового потока до 10^{14} Вт/м², приводит к расширению области значений времени, при которых могут образовываться наноструктуры расширяется до времён 10^{-12} – 10^{-10} с, но на относительно малых глубинах.

Увеличение плотности теплового потока до 10^{15} Вт/м² значительно расширяет зону, где возможны образования наноструктур по времени и они могут реализовываться при времени 10^{-14} до 10^{-10} с и глубина этой зоны может достигать $4,75 \cdot 10^{-8}$ м. Увеличение плотности теплового потока до 10^{16} Вт/м² позволяет практически во всём исследованном диапазоне времени 10^{-16} ... 10^{-10} с реализовать наноструктуры, но слои будут разной толщины.

Во всех случаях в диапазоне времени, когда за счёт действия напряжений наноструктуры не образуются, напряжения могут ускорять получение наноструктур за счёт действия температур и скорости её роста.

Зависимости максимальных температурных напряжений в зоне действия лазерного излучения на твердый сплав ВК4 от времени его действия позволяет также оценить скорость деформирования за счет действия температурных напряжений, что совместно с остальными критериями образования наноструктур может влиять на вероятность их образования. Так, при плотности теплового потока 10^{12} Вт/м² при времени действия 10^{-16} с скорость деформирования будет лежать в пределах от 10^{21} ... 10^{22} Па/с, тогда как при времени 10^{-13} с она уже будет порядка $5 \cdot 10^{19}$... $3 \cdot 10^{20}$ Па/с, при увеличении времени до 10^{-10} с она ещё больше понизится и будет лежать в пределах от 10^{18} до 10^{19} Па/с, т. е. видно, что с ростом времени действия лазерного луча снижается скорость дефор-

мирования и её влияние на образование наноструктур также снижается.

При плотности теплового потока 10^{14} Вт/м² оценки скорости деформирования показывают, что при времени 10^{-15} с. она лежит в пределах $5 \cdot 10^{22}$... $3 \cdot 10^{23}$ Па/с, тогда как при времени 10^{-10} с. он изменяется в диапазоне от 10^{20} до 10^{21} Па/с.

Плотность теплового потока 10^{16} Вт/м² позволяет получить при времени 10^{-15} с скорость деформирования $5 \cdot 10^{23}$... $3 \cdot 10^{24}$ Па/с, при $t=10^{-12}$ с – 10^{22} ... 10^{23} Па/с, а при $t=10^{-10}$ она лежит в пределах 10^{21} ... 10^{22} Па/с.

Проведенный анализ показывает, что с ростом плотности теплового потока скорость деформирования увеличивается, тогда как возрастание времени действия теплового потока приводит к снижению скорости деформирования.

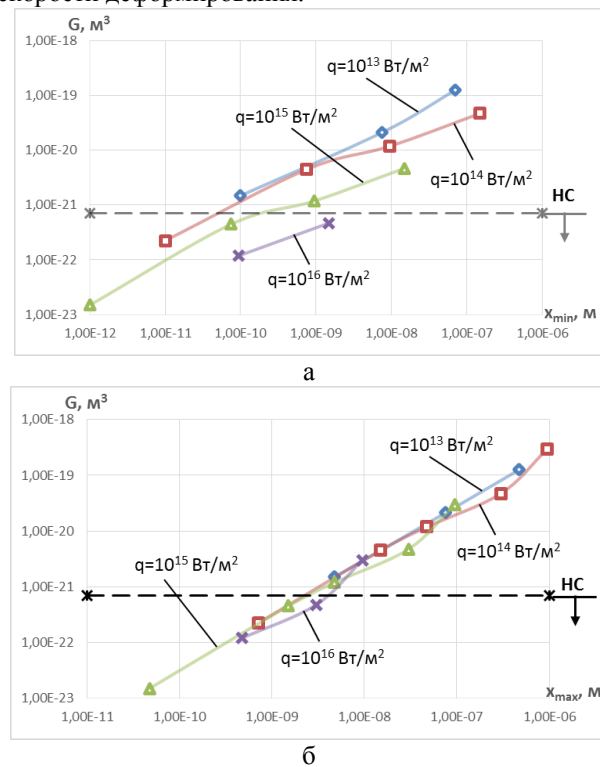


Рис. 10 – Зависимость объема нанокластера G от минимальной (а) и максимальной глубины (б) при действии лазерного излучения с различной плотностью теплового потока q ЛИ для ТС ВК8 при радиусе пятна $R=10^{-6}$ м

Аналогичные исследования были проведены для радиуса луча $R = 10^{-6}$ м, результаты которого показаны на рис. 12. Видно, что характер кривых в зависимостях объема нанозерна от минимальной (рис. 12, а) и максимальной (рис. 12, б) глубины залегания сохранен, но величины объема зерна увеличились практически на порядок. Доля наноструктурных зерен существенно уменьшается, что наглядно можно увидеть, сравнив нахождение пунктирных линий на рис. 10, а и 8, а с аналогичными на рис. 12, а и 12, б. Видно, что ещё большая доля зерен в случае размера пятна с $R = 10^{-6}$ м переходит в область субмикроструктур, что позволяет выбирать размер пятна ЛИ и его технологические параметры.

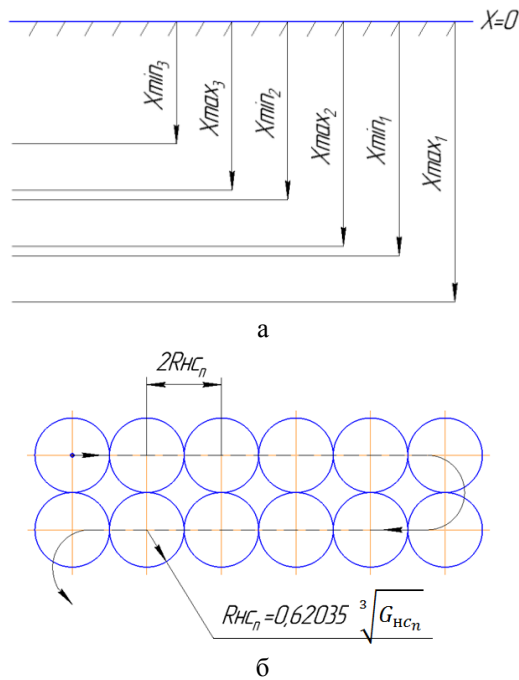


Рис. 11 – Схема расположения зон с наноструктурами: а – по глубине; б – на поверхности при действии последовательно потоков ионизирующего излучения с разными плотностями теплового потока $q_1, q_2 \dots q_n$ и временами его действия $\tau_1, \tau_2 \dots \tau_n$ (рис. 11, б: при $X_n = 1/n(X_{maxn} + X_{minn})$, $R_{ncn} = 0,62035 \sqrt[3]{G_{ncn}}$)

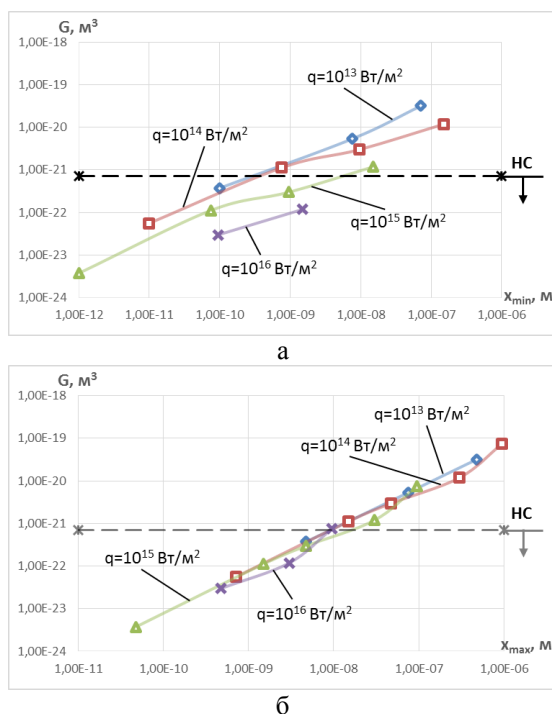


Рис. 12 – Зависимость объема нанокластера при действии лазерного излучения с различной плотностью теплового потока q ЛИ для ТС ВК8 при радиусе пятна $R=10^{-6}$ м: а – при минимальной глубине; б – при максимальной глубине

Для проведения экспресс-оценки возможности получения наноструктур в тех или иных условиях

необходимо построить зависимости объема нанокластера от плотности теплового потока и времени его действия для различных радиусов пятна действия ЛИ, что позволит быстро оценить область технологических параметров, при которых есть вероятность получения наноструктур. Такие пространственные картины построены на рис. 13, 14 для радиуса пятна $R = 10^{-6}$ м и $R = 5 \cdot 10^{-7}$ м. Видно, что поверхности зон создания, образованные областью возможных технологических параметров для получения наноструктур (размер зерна меньше 100 нм) в случае меньшего пятна действия лазерного излучения ($R = 5 \cdot 10^{-7}$ м), имеет большую поверхность, а значит, вероятность получения наноструктур в этом случае значительно выше (рис. 13, 14).

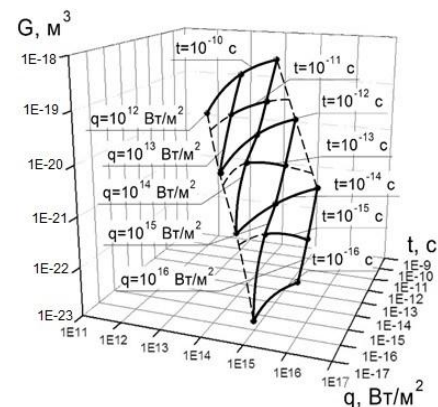


Рис. 13 – Зависимость объема нанокластера от плотности теплового потока лазерного излучения – q и времени его действия t в зоне, где образуются наноструктуры ($R=10^{-6}$ м) (ВК4)

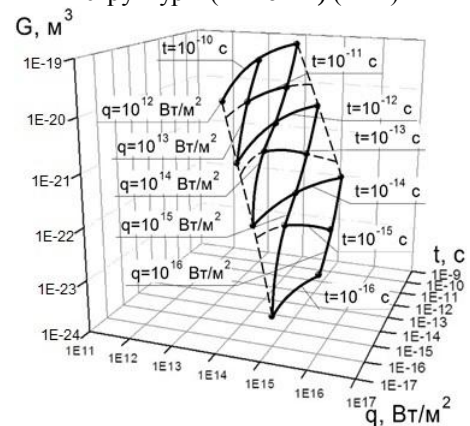


Рис. 14 – Зависимость объема нанокластера от плотности теплового потока лазерного излучения – q и времени его действия t в зоне, где образуются наноструктуры ($R=5 \cdot 10^{-7}$ м) (ВК4)

На наш взгляд, необходимо ещё более внимательно относиться к исследованию температурных напряжений и скоростей деформирования за счет их действия и их влияния на образование наноструктур. Всё это говорит о том, что необходимо перейти от выработки отдельных критериев образования наноструктур к созданию обобщенного критерия получения наноструктур.

Выводы

1. Показано, что для меньших времен действия теплового потока реализуется более удачное распределение температур для получения наноструктур при больших плотностях теплового потока $10^{15}...10^{16}$ Вт/м². При $t=10^{-14}$ с эта область перемещается к значениям плотности теплового потока $10^{13}...10^{15}$ Вт/м², а при времени 10^{-10} с эта область лежит в диапазоне от 10^{12} до 10^{13} Вт/м². Всё это показывает, что есть реальная возможность получить наноструктуры при реализации требуемых плотностей теплового потока и времен.

2. Зависимости скорости изменения температуры от плотности теплового потока на разных глубинах показали, что скорости изменения температуры реализуются от $10^{12}...10^{17}$ К/с (при времени 10^{-10} с) до $10^{19}...10^{20}$ К/с. Важным является то, что они превышают необходимую скорость роста температуры 10^7 К/с, а при реализующихся высоких скоростях роста температуры они могут существенно повысить вероятность получения наноструктур.

3. Зависимости максимальных температур от времени действия теплового потока позволяют получить для каждого диапазона плотностей теплового потока диапазон времен их действия для реализации наноструктур, что важно для выбора технологических параметров лазерного излучения, обеспечивающего создание наноструктур в поверхностном слое режущего инструмента из ВК4.

4. Зависимости максимальных температурных напряжений от плотности теплового потока и времени его действия показали, что величины максимальных температурных напряжений позволяют найти область технологических параметров, где величины температурных напряжений превышают 10^{10} Па, что позволяет получать наноструктуры только за счет деформирования материала, так как эти напряжения практически действуют в двух взаимно перпендикулярных направлениях. При значениях температурных напряжений, меньших 10^{10} Па, они могут ускорять образование наноструктур за счет действия температур и скоростей их роста.

5. Оценки скорости деформирования материала РИ за счет температурных напряжений показывают, что величины скоростей деформирования высоки и при ряде плотностей теплового потока и времени их действия они могут даже непосредственно приводить к образованию наноструктур.

6. Проведенные исследования позволяют с научных позиций выбирать технологические параметры действующего ионизирующего излучения для получения наноструктурных слоев.

7. Показано, что уменьшение размера пятна зоны действия ЛИИ приводит к росту области технологических параметров (плотности теплового потока и времени его действия), что говорит о необходимости получения светолучевых потоков, сфокусированных до долей мкм.

8. Очевидно, что многие процессы, которые реализуются при фемтосекундном действии лазерного излучения, особенно колебательные процессы в обрабатываемом материале, к сожалению, ещё не учиты-

ваются в критериях получения наноструктур, которые необходимо учесть в обобщенном критерии получения наноструктур.

Список литературы

1. Костюк Г. И. Эффективный режущий инструмент с нанопокртиями и наноструктурными модифицированными слоями : Монография-справочник: в 2 кн. / Г. И. Костюк. – Х.: Изд-во Планета-принт., 2016. – Кн. 1. Плазменно-ионные и ионно-лучевые технологии. – 735 с.
2. Костюк Г. И. Нанотехнологии: выбор технологических параметров и установок, производительность обработки, физико-механические характеристики наноструктур [Текст]: моногр. / Г. И. Костюк – К.: Изд. центр Междунар. академии наук и инновац. технологий, 2014. – 427 с.
3. 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.
4. 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.
5. Костюк Г. И. Эффективные покрытия и модифицированные упрочненные слои на режущих инструментах [Текст]: моногр.-справ. / Г. И. Костюк. – К.: Изд. центр Междунар. академии наук и инновац. технологий, 2012. – 728 с.
6. 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.
7. 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 АИНУ, 2002. – 1030 с.
8. Добротворский С. С. Энергетический подход к определению технологических режимов при высокоскоростной обработке / С. С. Добротворский, А. К. Мясца, Е. В. Басова [и др.] // Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии : сб. науч. тр. – Харьков : НАУ "ХАИ", 2014. – № 65. – С. 69-74.
9. Гусев А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии [Текст] / А. И. Гусев. – М.: Физматлит, 2005. – 416 с.
10. Гречихин Л. И. Физика наночастиц и нанотехнологий [Текст] / Л. И. Гречихин. – М.: УП «Технопринт», 2004. – 397 с.
11. Андриевский, Р. А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы [Текст] / Р. А. Андриевский // Физика металлов и металловедение. – 2003. – Т. 91, № 1. – С. 50 – 56.
12. Мелан Э. Температурные напряжения, вызываемые стационарными температурными полями [Текст] / Э. Мелан, Г. Паркус. – М.: Физматгиз, 1968. – 167 с.
13. Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения [Текст] / Г. Паркус – М.: Физматгиз, 1963. – 251 с.

References (transliterated)

1. Kostyuk G. I. *Effektivnyy rezhushchiy instrument s nanopokrytiyem i nanostrukturnymi modifitsirovannymi sloyami* [Efficient cutter with nano-modified, and nanostructured layers]. Kharkov, Izd-vo Planeta-print, 2016. 735 p.
2. Kostyuk G. I. *Nanotekhnologii: vybor tekhnologicheskikh parametrov i ustanovok, proizvoditel'nost' obrabotki, fiziko-mekhanicheskiye kharakteristiki nanostruktur* [Nanotechnology: the choice of process parameters and settings, processing performance, physical and mechanical properties of nanostructures]. Kiev, Izd. tsentr Mezhdunar. akademii nauk i innovats. tekhnologiy, 2014. 427 p.
3. Kostyuk G. I. *Nanotekhnologii: teoriya, eksperiment, tekhnika, perspektivy* [Nanotechnology: theory, experiment, technology and prospects]. Kiev, Izd. tsentr Mezhdunar. akademii nauk i innovats. tekhnologiy, 2012. 648 p.
4. Kostyuk G. I. *Nanostrukturny i nanopokrytiya: perspektivy i real'nost'* [Nanostructures and nanocoating: Prospects and Reality] Kharkov, Nats. aero-kosm. un-t «Khark. aviats. in-t », 2009. 406 p.
5. Kostyuk G. I. *Effektivnyye pokrytiya i modifitsirovannyye uprochnennyye sloi na rezhushchikh instrumentakh* [Effective coverage and modified hardened layers on cutting tools]. Kiev, Izd. tsentr Mezhdunar. akademii nauk i innovats. tekhnologiy, 2012. 728 p.

6. Kostyuk G. I. *Effektivnyy rezhushchiy instrument s pokrytiyem i uprochnennym sloyem* [Effective cutting tool coated with a layer of reinforced]. Kharkov, Nats. aero-kosm. un-t «Khark. aviats. in-t », 2007. 633 p.
7. Kostyuk G. I. *Fiziko-tehnicheskiye osnovy nanoseniya pokrytiy, ionnoy implantatsii i ionnogo legirovaniya, lazernoy obrabotki i uprochneniya, kombinovannykh tekhnologiy* [Physical and technical bases of the coating, ion implantation and ion implantation, laser treatment and hardening, combined technologies]. Kiev, AINU, 2002. 1030 p.
8. Dobrotvorskiy S. S., Mialytsa A.K., Basova E.V. *Energeticheskij podkhod k opredeleniyu tekhnologicheskikh rezhimov pri vysokoskorostnoy obrabotke* [Energy approach to the definition of technological regimes in HSM]. Kharkov, Nats. aero-kosm. un-t «Khark. aviats. in-t », 2014, No 65, pp. 69-74.
9. Gusev A. I. *Nanomaterialy, nanostruktury, nanotekhnologii* [Nanomaterials, nanostructures, nanotechnology]. Moscow, Fizmatlit, 2005. 416 p.
10. Grechikhin L. I. *Fizika nanochastits i nanotekhnologii* [The physics of nanoparticles and nanotechnology]. Moscow, UP «Tekhnoprint», 2004. 397 p.
11. Andriyevskiy R. A. *Nanomaterialy: kontseptsiya i sovremennyye problemy* [Nanomaterials: concept and modern problems]. *Fizika metallov i metallovedeniye*. 2003, vol. 91, no 1, pp. 50-56.
12. Melan E., Parkus G. *Temperaturnyye napryazheniya, vyzyvayemye statsionarnymi temperaturnymi pol'yami* [Thermal stresses caused by stationary temperature fields]. Moscow, Fizmatgiz, 1968. 167 p.
13. Parkus, G. *Neustanovivshiesya temperaturnyye napryazheniya* [Unsteady thermal stresses]. Moscow, Fizmatgiz, 1963. 251 p.

Поступила (received) 25.03.2016

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Перспективи отримання наноструктур на твердому сплаві ВК-4 за рахунок використання фемто- та пікосекундних лазерів / Г.І. Костюк, О.О. Бруяка, О.М. Мелкозьорова // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Технології в машинобудуванні. – Х. : НТУ «ХПІ», 2016. – № 5 (1177). – С. 5-20. – Бібліогр.: 13 назв. – ISSN 2079-004X.

Перспективы получения наноструктур на твердом сплаве ВК4 за счет использования фемто- и пикосекундных лазеров / Г.И. Костюк, О.О. Бруяка, О.М. Мелкозерова // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Технології в машинобудуванні. – Х. : НТУ «ХПІ», 2016. – № 5 (1177). – С. 5-20. – Бібліогр.: 13 назв. – ISSN 2079-004X.

Prospects for fabricating nanostructures carbide VK4 by uses of femtosecond and picosecond lasers / G.I. Kostyuk , O.O. Bruyaka , O.M. Melkozerova // Bulletin of NTU «KhPI». Series: Technologies in mechanical engineering. – Kharkiv : NTU «KhPI», 2016. – № 5 (1177). – P. 5-20 – Bibliogr.: 13. – ISSN 2079-004X.

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Костюк Геннадій Ігорович – доктор технічних наук, професор, професор Національного аерокосмічного університету «Харківський авіаційний інститут», тел.: (057)-788-42-06, e-mail: g.kostyuk206@yandex.ru;

Костюк Геннадий Игоревич – доктор технических наук, профессор, профессор Национального аэрокосмического университета «Харьковский авиационный институт», тел.: (057)-788-42-06, e-mail: g.kostyuk206@yandex.ru;

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

Бруяка Ольга Олегівна – кандидат технічних наук, доцент, доцент Національного авіаційного університету, м. Київ, тел.: (057)-788-42-06

Бруяка Ольга Олеговна – кандидат технических наук, доцент, доцент Национального авиационного университета, г. Киев, тел.: (057)-788-42-06

Bruyaka Olha Olehovna – Candidate of Technical Sciences, assistant professor, National Aerospace University, Kiev, tel.: (057)-788-42-06;

Мелкозерова Ольга Михайлівна – кандидат технічних наук, асистент Національного аерокосмічного університету «Харківський авіаційний інститут», тел.: (057)-788-42-06, e-mail: Olja.mex@gmail.com;

Мелкозерова Ольга Михайловна – кандидат технических наук, ассистент Национального аэрокосмического университета «Харьковский авиационный институт», тел.: (057)-788-42-06, e-mail: Olja.mex@gmail.com;

Melkozerova Olha Mykhailovna – Candidate of Technical Sciences, assistant, National Aerospace University «KhAI», tel.: (057)-788-42-06, e-mail: Olja.mex@gmail.com.