

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ МЕТАЛЛОВ В УСЛОВИЯХ СВЕРХБЫСТРОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ ОБРАБОТКЕ МАТЕРИАЛОВ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 2008 г. И. Н. Завестовская, канд. физ.-мат. наук; А. П. Канавин, канд. физ.-мат. наук;
Н. А. Менькова

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва

E-mail: zavest@sci.lebedev.ru

Проведено исследование процесса сверхбыстрого охлаждения из расплава, реализуемого при обработке материалов ультракороткими лазерными импульсами. Приведено аналитическое решение кинетического уравнения, описывающего функцию распределения зародышей кристаллической фазы в зависимости от числа содержащихся в них атомов в предположении о существовании в каждый данный момент времени охлаждения достаточно большого числа частиц с размером, превышающим критический, а также что форма зародыша является пластинчатой. Оба условия реализуются на практике при скоростном охлаждении из расплава. Вычислен средний размер кристаллических зародышей, а также определен объем закристаллизовавшейся фазы. Определена как функция параметров режима лазерного воздействия и термодинамических характеристик материала критическая скорость охлаждения, при которой процесс кристаллизации подавлен и возможно образование аморфного слоя.

Коды OCIS: 260.2160, 320.7130.

Поступила в редакцию 29.11.2007.

1. Введение

Технологии модификации структурных и фазовых свойств поверхностных слоев металлов и сплавов при сверхбыстрых скоростях охлаждения из расплава широко применяются для получения мелкокристаллических и аморфных структур с использованием лазерных импульсов различной длительности [1–8].

Развитие лазеров с ультракороткими импульсами открывает новые возможности их применения для прецизионной обработки материалов по сравнению с использованием традиционных лазеров [9–14]. Для наноструктурирования поверхностных слоев металлов используются лазерные импульсы фемтосекундной длительности с интенсивностями, близкими к пороговым, при которых наблюдается плавление металла в малом объеме без значительной абляции.

После окончания воздействия лазерного импульса расплав быстро кристаллизуется за счет теплоотвода в глубь образца. Из-за сверхвысоких скоростей охлаждения (10^9 К/с и более) размер образующихся при остывании кристаллитов может быть сравним с межатомным расстоянием. При этом если скорость охлаждения превышает скорость кристаллизации, то может возникнуть аморфный слой. Процессы создания мелкодисперсной кристаллической или аморфной поверхностной структуры под воздействием лазерных импульсов длительностью от миллисекунд до наносекунд получили в литературе название “лазерное стеклование” [1, 3].

Динамика поведения расплава при фемтосекундном лазерном воздействии на металлы изучена в недостаточной степени [8, 12]. Детальное изучение морфологии поверхностной наномодификации с использованием лазерных импульсов фемтосекундной длительности представлено в [9]. Показано, что при длительности лазерного импульса порядка 65 фс и низком уровне лазерной интенсивности порядка 5×10^{12} Вт/см² возможно получение различных структур (пор, колец, выпуклостей) размером 40–100 нм. При этом морфология получаемых на поверхности металла при воздействии лазерного импульса наноструктур зависит не только от интенсивности излучения, но и от числа импульсов облучения.

В случае фемтосекундного воздействия процесс нагрева и плавления материала происходит при существенно нелинейных и неравновесных условиях. Однако кинетика процесса охлаждения расплава после окончания действия лазерного импульса сверхкороткой длительности в конечном итоге определяется скоростью отвода тепла в глубь материала, которая для металлов составляет 10^{13} – 10^{15} К/с, и время охлаждения, таким образом, оказывается больше 10^{-12} с. Это означает, что может быть применима тепловая модель, используемая при классическом рассмотрении кинетики процессов кристаллизации из расплава.

Существующие подходы к описанию кинетики процесса охлаждения при лазерном воздействии представлены в [14–17]. Наиболее общий подход основан на исследовании функции распределения числа частиц кристаллической фазы $Z(n, t)$ по чис-

лу содержащихся в них атомов n в данный момент времени t , которая удовлетворяет условию нормировки

$$\int_0^{\infty} Z(n, t) dn = N, \quad (1)$$

где N – общее число атомов в объеме. Функция распределения $Z(n, t)$ позволяет определить средний размер образующихся при охлаждении кристаллитов, а также относительную долю объема новой фазы.

В [16] представлено решение общего классического уравнения [18, 19] для функции распределения $Z(n, t)$ с использованием усреднения коэффициента диффузии и линеаризации кинетического уравнения. Полученное решение использовано в [17] для приближенного метода определения среднего числа частиц в кристаллическом зерне и доли закристаллизовавшейся фазы.

В настоящей работе исследовано аналитическое решение кинетического уравнения для функции распределения $Z(n, t)$ с учетом использования особенностей процесса кристаллизации металлов из расплава при сверхвысоких скоростях охлаждения. Аналитически и численно проанализирована проблема роста ультрадисперсной кристаллической фазы микро- и наноразмеров при сверхбыстром охлаждении. Определена критическая скорость охлаждения, необходимая для образования аморфной фазы.

2. Теоретическая модель

2.1. Постановка задачи

В условиях непрерывного изменения температуры $T(t)$ во времени при достижении температуры

кристаллизации T_0 будет выполняться термодинамическое условие фазового перехода I рода [18, 19]

$$\Phi_s(T_0) < \Phi_l(T), \quad T < T_0, \quad (2)$$

где Φ_s и Φ_l – удельные свободные энергии твердой (s) и жидкой (l) фаз соответственно.

Согласно классической теории фазовые переходы I рода происходят путем термофлуктуационного формирования нового расположения атомов. Зародыши новой фазы могут расти только при наличии термодинамического стимула фазового превращения, определяемого суммой энергетических изменений, обусловленных появлением этих зародышей. Изменение удельной свободной энергии при появлении зародыша новой фазы может быть записано в виде

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi^v + \Delta\Phi^s + \Delta\Phi^{ch} + \Delta\Phi^{el}, \quad (3)$$

где индексы v, s, ch, el означают соответственно объемный, поверхностный, химический и упругий компоненты. Для процесса охлаждения

$$\Delta\Phi^v = \Delta f n, \quad \Delta f = \Delta h \frac{T_0 - T(t)}{T(t)}, \quad \Delta\Phi^s = \chi \sigma n^{2/3}, \quad (4)$$

где Δh – скрытая теплота фазового перехода, σ – поверхностная энергия границы фаз, χ – форм-фактор зародыша.

Кинетическое уравнение для функции распределения зародышей по размерам $Z(n, t)$ одновременно учитывает ее изменение за счет флуктуаций и направленное уменьшение или увеличение размеров зародышей под влиянием термодинамических факторов.

Кинетическое уравнение может быть представлено в виде

$$\frac{\partial Z(n, t)}{\partial t} = \nu n^{2/3} \exp\left(-\frac{U}{kT(t)}\right) \left\{ \frac{\partial^2 Z}{\partial n^2} + \frac{1}{kT(t)} \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{\partial \Delta\Phi(n)}{\partial n} Z(n, t) \right] \right\}, \quad (5)$$

где U – энергия активации перехода атома через границу раздела фаз, ν – характеристическая частота Дебая, k – постоянная Больцмана. Первое слагаемое в правой части уравнения описывает диффузию, т. е. распывание изначально заданного распределения числа частиц, а второе – дрейф или перемещение этого распределения в пространстве числа частиц. Оба процесса обусловлены термофлуктуациями. Движущей силой процесса является переохлаждение на границе расплав–твердое тело, которое с учетом объемного компонента дает

$$\frac{\partial \Delta\Phi^v}{\partial n} = -\Delta h \frac{T_0 - T(t)}{T_0}. \quad (6)$$

В качестве начального условия используем условие полноты системы, означающее сохранение в ней числа частиц,

$$Z(n, 0) = 2N\delta(n-1), \quad \int_1^{\infty} \delta(n-1) dn = \frac{1}{2}. \quad (7)$$

Граничные условия определены как

$$Z(n, t)|_{n=1} = N, \quad Z(n \rightarrow \infty, t) = 0. \quad (8)$$

Второе уравнение в (8) исключает из рассмотрения наличие очень больших зародышей новой фазы (граничное условие теории Беккера–Деринга). Эта гипотеза, безусловно, справедлива для малых времен охлаждения, реализуемых при лазерном импульсном воздействии на металлы, когда большие новообразования не успевают вырасти и не наблюдаются экспериментально.

Сверхвысокие скорости охлаждения создают также условия, при которых изначально существует достаточное количество зародышей сверхкритического размера, т. е. все зародыши сверхкритического размера автоматически включены в систему. Действительно, при анализе процесса кристаллизации внимание обращается на доминирующие компоненты в уравнении (3), а именно объемный и поверхностный компоненты, которые и определяют радиус (или число атомов n_c) кристаллического зародыша, соответствующий максимуму изменения свободной энергии. В случае образования зародышей сферической формы

$$r_c(t) = \frac{2\sigma}{\Delta h} \frac{T_0}{T_0 - T(t)}. \quad (9)$$

Из этого уравнения следует, что из-за сверхбольших скоростей охлаждения зародыши с размерами меньше критического за времена, значительно меньше времени охлаждения, становятся сверхкритическими, а радиус критических зародышей становится сравнимым с постоянной решетки. Поэтому кинетика сверхбыстрого охлаждения зависит не от скорости процесса зародышеобразования, а определяется скоростью роста кристаллических зародышей.

Металлографические исследования [1] показывают, что кристаллические зерна, образованные при сверхбыстром охлаждении, имеют игольчатую дендритную форму. Поэтому мы рассматриваем существование зародышей кристаллической фазы, имеющих преимущественно пластинчатую форму. В этом случае предэкспоненциальный множитель в (5) будет пропорционален n , а не $n^{2/3}$, типичном для зародышей сферической формы. Последнее обстоятельство позволяет найти аналитическое решение уравнения (5) в явном виде [14].

2.2. Решение кинетического уравнения

После предположений, сделанных выше, кинетическое уравнение (5) может быть представлено в виде

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = n v \exp\left(-\frac{U}{kT(t)}\right) \left[\frac{\partial^2 Z}{\partial n^2} - \frac{\Delta h}{kT(t)} \frac{T_0 - T(t)}{T_0} \frac{\partial Z}{\partial n} \right]. \quad (10)$$

Производим замену переменных

$$\vartheta(t) = \frac{\Delta h}{kT_0} \frac{T_0 - T(t)}{T(t)}, \quad v(t) = \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{\partial Z}{\partial \vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial t},$$

где v – это скорость охлаждения из расплава. Тогда уравнение (10) может быть представлено в виде

$$\frac{\partial Z}{\partial \vartheta} = n D_0(\vartheta) \exp\left(-\frac{U}{\Delta h} \vartheta\right) \left[\frac{\partial^2 Z(\vartheta, n)}{\partial n^2} - \vartheta \frac{\partial Z}{\partial n} \right], \quad (12)$$

$$\text{где } D_0(\vartheta) = \frac{\Delta h v}{v(\vartheta) k} \left[\vartheta + \frac{\Delta h}{kT_0} \right]^2 \exp\left(-\frac{U}{kT_0}\right).$$

Уравнение (12) решаем с помощью операторного метода, применяемого для решения уравнения Шредингера [14]. Ищем оператор эволюции $\hat{S}$ системы

$$Z_f = \hat{S} Z_{in}, \quad Z_{in} = Z(n, \vartheta = 0), \quad Z_f = Z(n, \vartheta \rightarrow \infty), \quad (13)$$

где Z_{in} и Z_f – начальная и конечная функции распределения. Определение оператора эволюции сводится к решению системы дифференциальных уравнений относительно параметров α и β [14]

$$\alpha(t) = v \exp[-\beta(t)] \int_0^t \exp\left[\beta(\tau) - \frac{U}{kT(\tau)}\right] d\tau, \quad (14)$$

$$\beta(t) = -\frac{\Delta h v}{kT_0} \int_0^t \frac{T_0 - T(\tau)}{T(\tau)} \exp\left(-\frac{U}{kT(\tau)}\right) d\tau.$$

Окончательный вид $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ можно найти, зная закон изменения температуры при охлаждении. Он определяется параметрами режима лазерного воздействия и теплофизическими свойствами материала.

3. Результаты и их анализ

3.1. Функция распределения

Для определения параметров $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ рассмотрим наиболее распространенные временные зависимости температуры – линейную, степенную и экспоненциальную:

$$T(t) = \begin{cases} T_0 - \varepsilon t, & 0 \leq t \leq T_0/\varepsilon, \\ T_0 \left(\frac{\tau}{t}\right)^m, & \tau < t < \infty, \\ T_0 \exp(-pt), & 0 \leq t < \infty, \end{cases} \quad (15)$$

где ε , m и p являются функциями параметров лазерного излучения. Значения параметров $\alpha(t)$ и $\beta(t)$

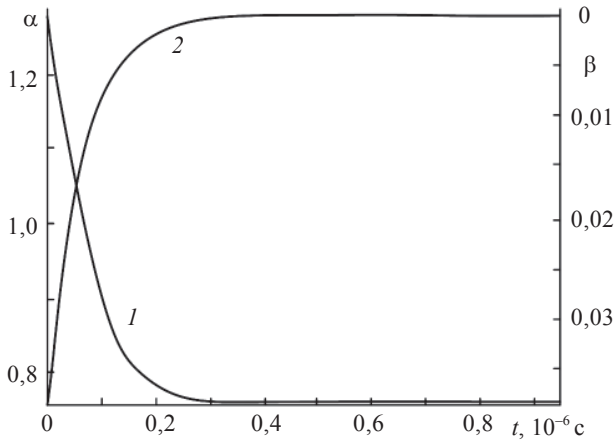


Рис. 1. Временные зависимости параметров для Fe при линейном законе охлаждения ($\tau = 5$ мкс, $U/kT_0 = 17,1$). 1 – $\alpha(t)$, 2 – $\beta(t)$.

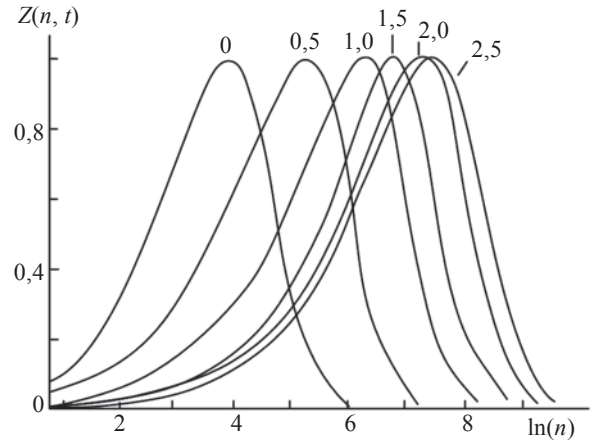


Рис. 2. Зависимости функции распределения $Z(n, t)$ от числа частиц n в различные моменты времени от 0 до 2,5 мкс ($U/kT_0 = 15$).

представлены на рис. 1 для линейного закона охлаждения. Очевидно, что при сверхбыстрых скоростях охлаждения величины α и β достигают своего стационарного значения за малые доли времени от полного времени охлаждения.

Явная форма оператора эволюции системы позволяет проанализировать его действие на начальную функцию распределения. В первоначальных обозначениях функция распределения числа зародышей по размерам может быть представлена в интегральном виде как

$$Z_f(\alpha, \beta, n) = \frac{\sqrt{n}}{\alpha} \int_0^\infty d\xi Z_{in} \left(\frac{1}{4} \xi^2 e^\beta \right) \times \exp \left(-\frac{4n + \xi^2}{4\alpha} \right) I_1 \left(\xi \frac{\sqrt{n}}{\alpha} \right), \quad (16)$$

где I_1 – модифицированная функция Бесселя первого порядка. Явный вид функции распределения за-

висит в том числе от скорости охлаждения. Например, если

$$Z_{in} = Z_0 \delta(n - n_0), \quad (17)$$

то для линейного и степенного законов охлаждения

$$Z_f = \left(\frac{n}{\alpha^2} e^{-\beta} \right)^{3/4} \exp \left[-\frac{(\sqrt{n} - \sqrt{n_0} e^{-\beta/2})}{\alpha} \right]. \quad (18)$$

На рис. 2 представлены результаты расчета временной эволюции функции $Z(n, t)$. Видно, что в начальные моменты охлаждения функция дрейфует существенно, а к концу охлаждения практически не меняется.

3.2. Определение среднего числа атомов в зародыше и объема закристаллизовавшейся фазы

Можно показать, что (16) отвечает условию сохранения (7). Действительно,

$$\int_0^\infty Z_f(\alpha, \beta, n) dn = \int_0^\infty \frac{\sqrt{n}}{\alpha} dn \int_0^\infty d\xi Z_{in} \left(\frac{1}{4} \xi^2 e^\beta \right) \exp \left(-\frac{4n + \xi^2}{4\alpha} \right) I_1 \left(\xi \frac{\sqrt{n}}{\alpha} \right) = N e^\beta. \quad (19)$$

Фактически это есть число частиц новой фазы при $t \rightarrow \infty$. При $t \rightarrow 0$ параметр $\beta \rightarrow 0$, что будет показано в разделе 3.3 (см. уравнение (25)). Поэтому соотношение (1) верно. Тогда можно в явном виде найти относительное изменение объема новой фазы

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{V_{in} - V_f}{V_{in}} = \frac{N \Delta V - N e^\beta \Delta V}{N \Delta V} = 1 - e^\beta. \quad (20)$$

Соотношение (20) соответствует уравнению Колмогорова–Авраами [18]. Явный вид параметров α и β

как функций термодинамических характеристик материала позволяет определить величину $\Delta V/V$.

Другой важной величиной является средний размер кристаллического зародыша или среднее число атомов в зародыше новой фазы. Основываясь на определении

$$\langle n \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\bar{n}} Z(n, t) n dn, \quad (21)$$

где $\langle n \rangle$ есть достаточно большое, но ограниченное число частиц, и принимая во внимание, что для больших скоростей охлаждения возможен переход в пределах интегрирования от $\bar{n}$ к ∞ , среднее число частиц в кристаллите также можно найти в явном виде

$$\langle n \rangle = \frac{3\alpha}{2} \left[\alpha - 1 - \frac{1}{\alpha} \ln \left(1 - \frac{\alpha}{3} \right) \right]. \quad (22)$$

Следует отметить, что $\langle n \rangle$ полностью определяется величиной α , т. е. характером диффузионного размывания начального распределения числа частиц, а $\Delta V/V$ зависит только от параметра β , т. е. дрейфа функции распределения в пространстве числа частиц.

Результаты расчетов $\Delta V/V$ и $\langle n \rangle$ для экспоненциального закона охлаждения представлены на рис. 3 и 4. На рис. 3 приведены зависимости объема закристаллизовавшейся фазы от скорости охлаждения и термодинамических свойств материала [14]. Видно, что при относительно малых скоростях охлаждения $\exp(\beta) \rightarrow 0$ и расплав практически полностью становится кристаллическим ($\Delta V/V \rightarrow 1$). Соответствующие скорости охлаждения $\nu \approx 1,8 \times 10^6$ К/с для всех исследованных материалов (Fe, Al, Ni). Увеличение скорости охлаждения приводит к тому, что кристаллизуется лишь часть расплава: $\exp(\beta) \rightarrow 1$ и $\Delta V/V \rightarrow 0$ в асимптотическом пределе $t \rightarrow \infty$. В этом случае мы можем предположить, что оставшаяся часть расплава склонна к аморфизации (застывшая жидкость). В случае Fe уже при скоростях охлаждения порядка $1,8 \times 10^9$ К/с приблизительно 0,996 расплавленного объема может представлять застывшую жидкость. Для Al и Ni образование аналогичной аморфной фракции становится возможным при $\nu \approx 9,3 \times 10^8$ и $7,3 \times 10^7$ К/с соответственно. В то же время видно, что $\langle n \rangle$ существенно уменьшается (до двух порядков величины) при незначительном увеличении скорости охлаждения [14]. В [6] в стали Р6М5 получена структура быстрой закалки (скорость охлаждения порядка 10^7 – 10^8 К/с). Показано, что среднее число атомов в образовавшихся кристаллах, названных авторами η -фазой,

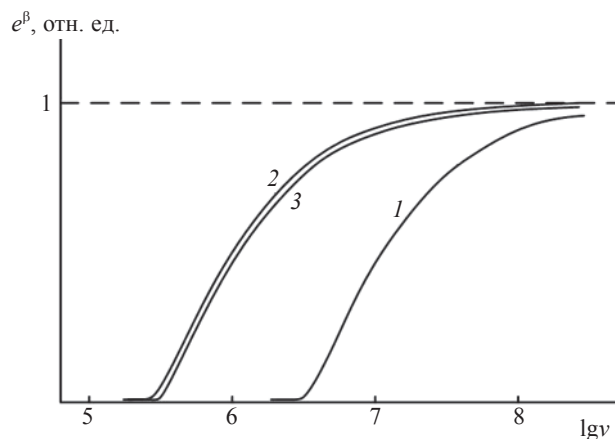


Рис. 3. Расчетные зависимости относительной доли объема новой фазы от скорости охлаждения. 1 – Fe, 2 – Al, 3 – Ni.

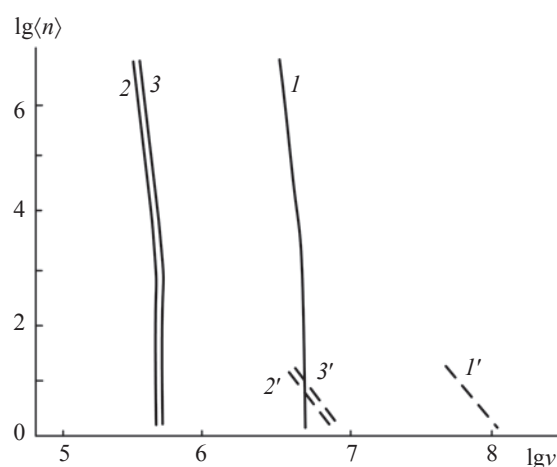


Рис. 4. Расчетные зависимости среднего числа атомов $\langle n \rangle$ в зародыше новой фазы от скорости охлаждения. 1, 1' – Fe; 2, 2' – Al; 3, 3' – Ni. 1, 2, 3 – процесс кристаллизации; 1', 2', 3' – процесс аморфизации.

было порядка 80, размеры кристаллитов порядка 40–100 нм. Такие же размеры нанообразований наблюдались в [9] при оплавлении металлов фемтосекундными лазерными импульсами, что соответствует приведенным расчетам. Следует подчеркнуть, что детальный расчет и количественное сравнение с экспериментальными данными затруднены из-за отсутствия точных значений термодинамических параметров системы. Кроме того, при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами скорость охлаждения может достигать значений порядка 10^{15} К/с и структура застывшего расплава, наличие и размер соответствующих нанообразований будут определяться динамикой процессов, происходящих в расплаве при охлаждении [8].

3.3. Критерий аморфизации

Тонкие аморфные слои (1500 Å) на поверхности Al были получены при облучении рубиновым лазером с интенсивностью $q \approx 10^8$ Вт/см² и длительностью импульса $\tau \approx 15$ нс [5]. При этом скорость охлаждения составила около 10^{10} К/с. Это значение превышает рассчитанную для Al скорость для начала производства аморфной фазы. В этом случае толщина аморфного слоя определяется скоростью продвижения фронта расплава (около 10 м/с). Аналогичный режим был использован в [7] для аморфизации Fe. Скорость охлаждения была около 10^9 К/с, что существенно превышает критическое значение скорости аморфизации для железа ($v_c \approx 5 \times 10^6$ К/с). В случае, когда $v \approx 5 \times 10^4$ К/с $\ll v_c$, образования аморфных слоев в железе не наблюдалось [7].

Можно сказать, что для каждого типа металла или сплава существует такое критическое значение скорости охлаждения, что условие $v \geq v_{cr}$ является критерием аморфизации для скорости охлаждения. Реализация критической скорости охлаждения при лазерном воздействии для аморфизации, т. е. такой скорости охлаждения, при которой процессы кристаллизации не успевают протекать, является кинетическим условием аморфизации. С другой стороны, скорость отвода тепла из расплава в объем материала при остывании определяется его теплофизическими свойствами и определяет верхнюю границу скорости охлаждения. Будем считать, что аморфная фаза реализуется, когда

$$\exp[\beta(t \rightarrow \infty)] = P, \quad (23)$$

где P – некоторое число, близкое к единице. Например, пусть $P = 0,99$ (экспериментально определяемая кристаллическая фракция порядка 10^{-6} [2]). В случае лазерного импульсного воздействия максимальная скорость охлаждения достигается вблизи температуры кристаллизации и определяется как

$$v_{\max} = \frac{Aq}{\lambda \sqrt{k/\pi\tau}}, \quad (24)$$

где A – поглощательная способность, λ – теплопроводность материала, q и τ интенсивность и длительность лазерного излучения [1]. Тогда критерий аморфизации может быть представлен в виде

$$\exp \left\{ \frac{\Delta h v}{k T_0} \frac{1}{v_{\max}} \left[\frac{k T_0}{U} \exp \left(-\frac{U}{k T_0} \right) + E_i \left(-\frac{U}{k T_0} \right) \right] \right\} = P. \quad (25)$$

При $U/kT_0 > 5$ можно считать, что

$$E_i \left(-\frac{U}{k T_0} \right) \approx c_0 \frac{k T_0}{U} \exp \left(-\frac{U}{k T_0} \right), \quad c_0 \approx 0,95. \quad (26)$$

Тогда (25) можно представить в виде

$$\exp \left[\frac{\Delta h v}{U v_{\max}} (1 - c_0) \exp \left(-\frac{U}{k T_0} \right) \right] = P. \quad (27)$$

Таким образом, видно, что возможность аморфизации определяется как параметрами лазерного импульса (интенсивностью q и длительностью τ), так и термодинамическими характеристиками металлов (Δh , U , v , T_0).

С учетом (27) получаем выражение для критической скорости охлаждения, соответствующей порогу аморфизации

$$v_{cr} = \frac{v \Delta h (1 - c_0)}{U \ln P} \exp \left(-\frac{U}{k T_0} \right). \quad (28)$$

Зная термодинамические характеристики вещества, с помощью (28) легко определить область скоростей охлаждения $v \geq v_{cr}$, когда возможно образование аморфных слоев. С другой стороны, используя уравнение (24), можно определить оптимальные параметры лазерного импульса для осуществления процесса аморфизации.

4. Заключение

Исследована кинетика процесса кристаллизации металлов из расплава при сверхбыстрых скоростях охлаждения, реализуемых при обработке материалов ультракороткими лазерными импульсами. Аналитически и численно проанализировано решение кинетического уравнения для функции распределения числа частиц кристаллической фазы по размерам при сверхбыстрых скоростях охлаждения из расплава. Используются физические предпосылки процесса кристаллизации, реализуемые на практике при сверхбыстром охлаждении: существование достаточно большого числа кристаллических зародышей сверхкритического размера и пластинчатая форма зародышей вместо сферической. Определен средний размер кристаллитов, а также объем закристаллизовавшейся фазы. Определен критерий аморфизации для скорости охлаждения из расплава.

Представленные выражения для размера кристаллических зерен и объема новой фазы использованы для описания экспериментов по наноструктурированию поверхности металлов при воздействии на них фемтосекундных лазерных импульсов. Детальное сравнение с экспериментом предполагает

включение в рассмотрение процессов, описывающих динамику движения расплава в начале процесса остывания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рыкалин Н., Углов А., Зуев И., Кокора А. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Мир, 1988. 496 с.
2. Мирошниченко И.С. Закалка из жидкого состояния. М.: Металлургия, 1982. 280 с.
3. Ильин А.И., Крапошин В.С. Стеклообразованные структуры в металлических сплавах, подвергнутых действию высокоэнергетичных пучков // Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 6. С. 5–16.
4. Скаков Ю.А., Эндерал Н.В., Мазорра Х.А., Крапошин В.С. Аморфные металлические сплавы // Труды Московского института сталей и сплавов. № 147 / М.: Металлургия, 1983. С. 8.
5. Mazzoldi P., Della Mea G., Battaglin G., Miotello A., Servidori M., Bacci D., Jannitti E. Formation of a Noncrystalline Phase in Aluminum Irradiated with a Pulsed Ruby Laser // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 88.
6. Фирсов А.С., Голуб С.А. Новая метастабильная фаза на основе железа, образующаяся при сверхбыстрой кристаллизации высоколегированной стали // Физика металлов и металловедение. 1988. Т. 65. № 7. С. 772–775.
7. Breinan E.M., Kear B.H., Banas C. Processing materials with lasers // Phys. Today. 1976. V. 29. P. 44–50.
8. Koch J., Korte F., Bauer T., Fallnich C., Ostendorf A., Chichkov B. Nanotexturing of gold films by femtosecond laser-induced melt dynamics // Appl. Phys. A. 2005. V. 81. P. 325–328.
9. Vorobyev A.Y., Guo Chunlei. Femtosecond laser nanostructuring of metals // Optics express. 2006. V. 14. № 6. P. 2164–2169.
10. Vorobyev A.Y., Guo Chunlei. Femtosecond laser structuring of titanium implants. // Applied Surface Science. 2007. V. 253. P. 7272–7280.
11. Nolte S., Chichkov B., Welling H., Shani Y., Lieberman K., Terkel H. Nanostructuring with spatially localized femtosecond laser pulses // Opt. Lett. 1999. V. 24. № 13. P. 914–916.
12. Koch J., Korte F., Fallnich C., Ostendorf A., Chichkov B. Direct-write subwavelength structuring with femtosecond laser pulses // Opt. Eng. 2005. V. 44(5). P. 051103.
13. Simon P., Ihlemann J. Machining of submicron structures on metals and semiconductors by ultrashort UV-laser pulses // Appl. Phys. A: Solid Surf. 1996. V. 63. P. 505.
14. Завестовская И.Н., Игошин В.И., Канавин А.П., Капулин В.А., Шишковский И.В. Теоретическое и численное исследование процессов лазерной аморфизации и получения мелкокристаллических структур // Труды Физического института им. П.Н. Лебедева. 1993. Т. 217. С. 3–12.
15. Шкловский В.А. К теории лазерного остекловывания с учетом кинетики фазового превращения // Поверхность. Физика, химия, механика. 1986. № 6. С. 91–98.
16. Кудинов Г.М., Шмаков В.А. К теории зарождения новой фазы. Аморфизация металлов // Докл. АН СССР. 1982. Т. 264. № 6. С. 610–614.
17. Глытенко А.Л., Шмаков В.А. Зарождение и рост новой фазы в металле, оплавленном лазерным импульсом // Докл. АН СССР. 1984. Т. 276. № 6. С. 1392–1396.
18. Кристиан Дж. Теория фазовых превращений в металлах и сплавах. Ч. 1. М.: Мир, 1978. 806 с.
19. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости. Л.: Наука, 1975. 591 с.