

## ДЕФЕКТЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ

PACSnumbers: 05.70.Ln, 61.72.Lk, 61.72.Mm, 62.20.F, 64.30.Ef, 81.20.Hy, 81.30.Bx, 83.10.-y

### Моделирование кинетики режимов фрагментации материалов при интенсивной пластической деформации

А. В. Хоменко, Д. С. Трощенко, Л. С. Метлов \*

*Сумский государственный университет,  
ул. Римского-Корсакова, 2,  
40007 Сумы, Украина*

*\*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,  
просп. Науки, 46,  
03028 Киев, Украина*

В рамках неравновесной эволюционной термодинамики исследуется процесс фрагментации металлов, подвергнутых обработке методами интенсивной пластической деформации. Рассматриваемый подход позволяет выделить основные каналы диссипации энергии системы. В приближении двухдефектной модели с учётом дислокаций и границ зёрен построена фазовая диаграмма, устанавливающая условия формирования предельных (стационарных) структур различных типов. Исследована кинетика эволюции плотностей каждого типа дефектов. Показано, каким образом, в зависимости от их начальных значений и значений управляющих параметров, — упругих сдвиговых и сжимающих деформаций, — формируются эти структуры. Установлено влияние на кинетику процесса степени взаимодействия двух дефектных подсистем. Выявлено, что изменение состояний системы имеет характер структурно-фазового перехода. Из способов описания следует, что предельная (стационарная) структура не является неизменной, а представляет собой динамическое равновесие процессов генерации и аннигиляции структурных дефектов.

---

Corresponding author: Olexiy Vitaliyovych Khomenko  
E-mail: o.khomenko@mss.sumdu.edu.ua

*Sumy State University, 2 Rymsky-Korsakov Str., UA-40007 Sumy, Ukraine*  
*\*Donetsk Institute for Physics and Engineering Named after O. O. Galkin,  
N.A.S. of Ukraine, 46 Nauky Ave., UA-03028 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: O. V. Khomenko, D. S. Troshchenko, and L. S. Metlov, Modelling of Kinetics of Modes of a Fragmentation of Materials at a Severe Plastic Deformation, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 39, No. 2: 265–284 (2017) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.39.02.265.

**Ключевые слова:** граница зерна, дислокация, фазовый переход, фазовая диаграмма, внутренняя энергия.

У рамках нерівноважної еволюційної термодинаміки досліджується процес фрагментації металів, підданих обробленню методами інтенсивної пластичної деформації. Розглянутий підхід уможливує виділити основні канали дисипації енергії системи. У наближенні дводефектного моделю з урахуванням дислокацій і меж зерен побудовано фазову діаграму, що встановлює умови формування граничних (стаціонарних) структур різних типів. Досліджено кінетику еволюції густин кожного типу дефектів. Показано, яким чином, залежно від їхніх початкових значень і значень керувальних параметрів, — пружних зсувних і стискальних деформацій, — формуються ці структури. Встановлено вплив на кінетику процесу ступеня взаємодії двох дефектних підсистем. Виявлено, що зміна станів системи має характер структурно-фазового переходу. Зі способів опису впливає, що гранична (стаціонарна) структура не є незмінною, а являє собою динамічну рівновагу процесів генерації й анігіляції структурних дефектів.

**Ключові слова:** межа зерна, дислокація, фазовий перехід, фазова діаграма, внутрішня енергія.

The process of metals' fragmentation due to treatment by methods of a severe plastic deformation is investigated within the scope of nonequilibrium evolutionary thermodynamics. Reviewing approach allows identifying the main channels of energy dissipation in system. The phase diagram is obtained within the approximation of a two-defect model taking into account both dislocations and grain boundaries. It sets the conditions of formation of various types of limiting (stationary) structures. The kinetics of the evolution of density of each defects' type is investigated. As shown, the stationary structures are formed depending on the initial values of defects' density and the values of control parameters, which are elastic shear and compressive strains. The influence of the degree of interaction of two defect subsystems on kinetics process is established. As found, the change of system states has the nature of structural-phase transition. As it follows from description ways, the limiting (stationary) structure is not invariable. It is represented as dynamic equilibrium between the processes of generation and annihilation of structural defects.

**Key words:** grain boundary, dislocation, phase transition, phase diagram, internal energy.

*(Получено 6 декабря 2016 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Применение методов интенсивной пластической деформации (ИПД) позволяет получить объёмные металлические образцы с практически беспористой субмикро- или наноструктурой, которые невоз-

можно получить путём термомеханической обработки. Полученные материалы обладают, как правило, высокими физическими и механическими характеристиками и формируются в результате измельчения микроструктуры образца до субмикро- или наноразмеров с большеугловой разориентацией кристаллических решёток соседних зёрен (до  $20^\circ$ ) за счёт приложенных высоких напряжений и при относительно низких температурах.

Для достижения больших деформаций фрагментируемого материала применяются различные методы: кручение под высоким давлением [1–5], равноканальное угловое прессование (РКУ) [3, 6], прокатка, многократный изгиб и выпрямление полосы [1], всесторонняя ковка [7], винтовая экструзия [8] и т.д. В основе этих методов лежит многократная интенсивная пластическая деформация сдвига, которая, как правило, приводит к формированию структуры с размером зёрен порядка  $d = 100$  нм и выше, что достаточно важно для получения материалов с высокими механическими свойствами. В процессе ИПД на начальной стадии происходит измельчение зёрен, однако в пределе большого количества циклов деформирования размер зёрен, как и вся дефектная структура материала стабилизируется. Структура, которая получается в пределе больших времён деформирования, в литературе по обработке металлов давлением получила название предельной структуры [8]. С точки зрения физики данную структуру более уместно назвать стационарной.

В настоящее время, вопрос о формировании различных кристаллических структур для материалов разных классов при обработке методами ИПД остаётся актуальным. В связи с этим, построение теоретических моделей, позволяющих качественно описать сопровождающие процессы измельчения кристаллической структуры материала во время ИПД, принимает весомое значение. Так, на основе неравновесной эволюционной термодинамики развивается подход [9, 10], который однозначно устанавливает течение неравновесных процессов, таких как нагрев и генерация дефектной подструктуры, и позволяет описать формирование предельной зернистой структуры материала.

Рассмотрение ограниченного многомерного потенциала для плотности внутренней энергии позволяет однозначно отобразить специфику фрагментации границ зёрен (ГЗ) и сопровождающие ИПД процессы формирования предельных структур. Поэтому цель настоящей работы состоит в исследовании особенностей формирования предельных структур различных типов, детальном изучении эволюции структурных дефектов и их взаимодействия в процессе реализации стационарного режима, а также в установлении прямой зависимости типа формируемой стационарной (предельной) структуры от значений управляющего параметра (величины сдвиговой деформа-

ции) и начального состояния материала.

## 2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Посредством явного учёта основных каналов диссипации энергии можно получить обобщённое соотношение Гиббса для сильно неравновесных систем [9, 10]. Расширение системы независимых термодинамических переменных допускает введение понятия состояния сильно неравновесной системы.

Поскольку процессы, происходящие во время обработки ИПД, являются достаточно сложными, ограничимся упрощённой моделью, учитывающей только те дефекты, которые играют наиболее существенную роль в формировании мелкозернистой структуры и значительно влияют на физико-механические свойства материала. Очевидно, что межзёрненные границы и дислокации являются одними из наиболее важных видов структурных дефектов [1, 11]. Вклад остальных видов дефектов будет менее весомым и поэтому их можно учесть за счёт выбора значений феноменологических коэффициентов теории.

Выражение для плотности внутренней энергии в рамках рассматриваемого случая удобно представить в форме полиномиальной зависимости от плотностей выбранных двух типов дефектов [9, 10, 12–15]:

$$u(h_g, h_D) = u_0 + \sum_{m=g,D} \left( \varphi_{0m} h_m - \frac{1}{2} \varphi_{1m} h_m^2 + \frac{1}{3} \varphi_{2m} h_m^3 - \frac{1}{4} \varphi_{3m} h_m^4 \right) + \varphi_{gD} h_g h_D, \quad (1)$$

где  $h_g$  — плотность ГЗ,  $h_D$  — плотность дислокаций,  $\varphi_{gD}$  — параметр, отвечающий за взаимодействие дислокаций и ГЗ. Коэффициенты  $u_0$ ,  $\varphi_{km}$  ( $k = 0, 1$ ) зависят от управляющего параметра  $\varepsilon_{ij}^e$  (упругой деформации) и определяются следующими соотношениями:

$$u_0 = \frac{1}{2} M (\varepsilon_{ii}^e)^2 + 2\mu I_2, \quad (2)$$

$$\varphi_{0m} = \varphi_{0m}^* + g_m \varepsilon_{ii}^e + \left( \frac{1}{2} \bar{M}_m (\varepsilon_{ii}^e)^2 + 2\bar{\mu}_m I_2 \right), \quad (3)$$

$$\varphi_{1m} = \varphi_{1m}^* + 2e_m \varepsilon_{ii}^e, \quad (4)$$

где  $M = \lambda + 2\mu$  — модуль одностороннего сжатия материала,  $\lambda, \mu$  — упругие модули Ламе,  $\varepsilon_{ii}^e$ ,  $I_2 \equiv (-\varepsilon_{ii}^e \varepsilon_{jj}^e + \varepsilon_{ij}^e \varepsilon_{ji}^e) / 2$  — первый и второй инварианты тензора упругих деформаций, положительная константа  $g_m$  отвечает за генерацию дефектов при растяжении  $\varepsilon_{ii}^e > 0$ , или за их аннигиляцию при сжатии  $\varepsilon_{ii}^e < 0$ ,  $\bar{M}_m$ ,  $\bar{\mu}_m$  — упругие постоянные, обусловленные существованием дефектов,  $e_m$  — выража-

ет процесс аннигиляции дефектов при положительном значении  $\varepsilon_{ii}^e > 0$ , а при отрицательном  $\varepsilon_{ii}^e < 0$  — подразумевается генерация. Значения индексов  $m = g$  относятся к границам зёрен, а  $m = D$  — к дислокациям.

Отметим, что в рамках рассматриваемой теории значения пластических (накопленных) деформаций  $\varepsilon_{ij}^p$  присутствуют неявно, в форме плотности дефектов (см. вывод обобщённого соотношения Гиббса в [9]). Тепловой канал диссипации на данной стадии изучения проблемы не учитывается. Степенное разложение для внутренней энергии (1) в случае дислокаций рассмотрим только до второй степени ( $\varphi_{2D} = 0$ ,  $\varphi_{3D} = 0$ ) [10]. Такой выбор позволяет добиться лучшего качественного соответствия с поведением реальных систем.

Поскольку представленная модель (1)–(4) содержит много параметров и коэффициентов, их физическая интерпретация и значения играют важную роль в определении реального процесса фрагментации металла или сплава в условиях ИПД. Техника выбора основных параметров и определение их физического смысла описаны в работах [9, 10, 12]. Выбор значений основных феноменологических постоянных осуществляется исходя из необходимости формирования стационарных субмикроструктур (СМК) или нанокристаллических (НК) структур, наблюдаемых в экспериментальных работах [1–7, 11, 16].

Согласно с вышеизложенным, принят следующий набор основных параметров и коэффициентов теории [9, 10, 12, 13]:

$$\begin{aligned} \varphi_{0g}^* &= 0,4 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-2}, g_g = 12 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-2}, \bar{M}_g = 2,5 \cdot 10^5 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-2}, \bar{\mu}_g = 3 \cdot 10^5 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-2}, \\ \varphi_{1g}^* &= 3 \cdot 10^{-6} \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-1}, e_g = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-1}, \varphi_{2g} = 5,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}, \varphi_{3g} = 3 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}\cdot\text{м}, \\ \varphi_{0D}^* &= 5 \cdot 10^{-9} \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-1}, g_D = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-1}, \bar{M}_D = 0 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-1}, \bar{\mu}_D = 1,65 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-1}, \\ \varphi_{1D}^* &= 10^{-24} \text{ Дж}\cdot\text{м}, e_D = 6 \cdot 10^{-23} \text{ Дж}\cdot\text{м}, \varphi_{2D} = 0 \text{ Дж}\cdot\text{м}^3, \varphi_{3D} = 0 \text{ Дж}\cdot\text{м}^5, \varphi_{gD} = 10^{-16} \text{ Дж}. \end{aligned}$$

### 3. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА РЕЖИМОВ ФРАГМЕНТАЦИИ

На основе базового энергетического потенциала для плотности внутренней энергии (1) эволюционные уравнения принимают вид [10]:

$$\tau_{h_D} \frac{\partial h_D}{\partial t} = \varphi_{0D} - \varphi_{1D} h_D + \varphi_{gD} h_g, \quad (5)$$

$$\tau_{h_g} \frac{\partial h_g}{\partial t} = \varphi_{0g} - \varphi_{1g} h_g + \varphi_{2g} h_g^2 - \varphi_{3g} h_g^3 + \varphi_{gD} h_D, \quad (6)$$

где  $\tau_{h_m}$  — времена релаксации соответствующих дефектных подструктур,  $h_m$  — плотность дефектов ( $m = D, g$ ).

Аналитическое решение для представленной системы обычно-

венных дифференциальных уравнений весьма сложно получить; поэтому рассмотрим адиабатическое приближение  $\tau_{h_g} \gg \tau_{h_D}$ . Положив в уравнении (5)  $\tau_{h_D} \dot{h}_D \cong 0$  и осуществляя ряд преобразований (см. вывод в [14, 15]), получаем уравнение Ландау–Халатникова:

$$\tau_{h_g} \frac{\partial h_g}{\partial t} = \frac{\partial V}{\partial h_g}. \quad (7)$$

При этом система характеризуется термодинамическим потенциалом

$$V(h_g) = \int_0^{h_g} F(h'_g) dh'_g, \quad (8)$$

где подынтегральная функция определяет термодинамическую силу  $\partial V / \partial h_g \equiv F(h_g)$  [14, 15].

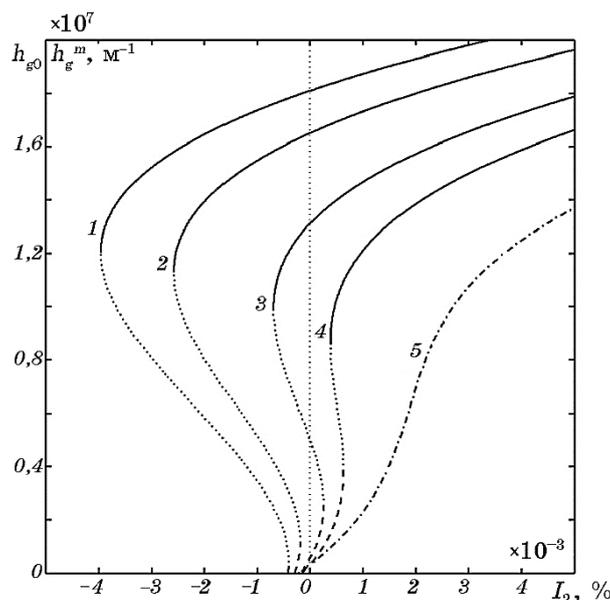
Используя необходимое условие существования экстремумов ( $\partial V / \partial h_g = 0$ ), определим максимальное и минимальное значения термодинамического потенциала  $V(h_g)$  (8):

$$\varphi_{3g} h_g^3 - \varphi_{2g} h_g^2 + \left( \varphi_{1g} - \frac{\varphi_{gD}^2}{\varphi_{1D}} \right) h_g - \varphi_{0g} - \varphi_{gD} \frac{\varphi_{0D}}{\varphi_{1D}} = 0. \quad (9)$$

Корни полученного уравнения, которые соответствуют максимуму термодинамического потенциала, будут относиться к устойчивым состояниям, а минимуму — к неустойчивым.

На рисунке 1 представлена зависимость стационарных значений плотности ГЗ, следующих из решения (9), от управляющего параметра  $I_2$  при различных значениях первого инварианта  $\varepsilon_{ii}^e$ . Следует отметить, что в данной статье не рассматривается вопрос о том, каким способом достигаются необходимые значения управляющих параметров. Например, в работах [9, 10, 12], эти значения достигаются самосогласованным образом через использование соотношения Тейлора.

Согласно рисунку 1, для сжимающих деформаций ( $\varepsilon_{ii}^e < 0$ ) при выбранных параметрах уравнение (9) имеет три решения, которые соответствуют трём стационарным состояниям  $V(h_g)$ . Устойчивые состояния представлены штриховыми и сплошными сегментами на кривых 1–4, а неустойчивые (минимумы  $V(h_g)$ ) — отображаются, соответственно, пунктирными участками. Реализация первого максимума термодинамического потенциала, в зависимости от значений второго инварианта  $I_2$ , может осуществляться как при  $h_g = 0$ , так и при ненулевых значениях плотности ГЗ. Кроме того, ненулевые значения  $h_g^m$  начинают формироваться в том случае, когда упругие деформации  $\varepsilon_{ij}^e$  достигают некоторой критической величины, соответствующей пределу текучести  $\sigma_T$ , что, по сути, является



**Рис. 1.** Зависимость стационарных значений плотности ГЗ  $h_{g0}$ ,  $h_g^m$  от второго инварианта тензора деформаций  $I_2$ . Кривые 1–5 соответствуют значениям  $\varepsilon_{ii}^e = (-0,35, -0,25, -0,1, -0,001, 0,2)$ .

**Fig. 1.** The dependence of the stationary values of grain boundaries' density  $h_{g0}$ ,  $h_g^m$  on the second invariant of strain tensor  $I_2$ . The curves 1–5 correspond to the values  $\varepsilon_{ii}^e = (-0.35, -0.25, -0.1, -0.001, 0.2)$ .

необходимым условием для проведения процесса фрагментации кристаллитов в металле или сплаве во время ИПД. В случае, когда упругие сдвиговые деформации  $\varepsilon_{ij}^e$  не достигают этого предела, рассматриваемая теория теряет свою силу, поскольку отсутствует пластическое течение, как новая фундаментальная форма движения, отвечающая за формирование стационарных состояний [17].

Как видно на рисунке 1, штриховые участки соответствуют меньшим стационарным значениям  $h_{g0}$ , т.е. крупнозернистому поликристаллу (КЗПК). Сплошные участки линий соответствуют большим значениям  $h_g^m$ , т.е. мелкозернистой структуре (СМК или НК). Эти устойчивые равновесные значения разделены неустойчивыми состояниями  $h_g^m$  (пунктирные сегменты кривых 1–4). Предполагается, что материал до начала процесса обработки является монокристаллом (или КЗПК). С повышением уровня упругих сдвиговых деформаций, то есть с ростом  $I_2$ , на начальной стадии система будет оставаться в устойчивом состоянии с низким уровнем плотности дефектов (реализуется первый максимум  $V(h_g)$  — штриховые сегменты кривых 1–4). В этой ситуации интенсивный процесс фрагментации не может про-

изойти в связи с наличием потенциальной ямы конечной глубины (пунктирные сегменты кривых), которая отделяет систему от второго устойчивого состояния. С дальнейшим ростом  $I_2$  в некоторый момент происходит слияние первого максимума с минимумом внутренней энергии, как результат система теряет устойчивость, и быстро переходит в устойчивое состояние в области высокой плотности дефектов. Этот переход соответствует интенсивной стадии фрагментации, при этом происходит резкое уменьшение размеров зёрен.

Только при рассмотрении деформации растяжения  $\varepsilon_{ii}^e > 0$  уравнение (9) имеет одно решение (кривая 5), при этом в материале реализуется непрерывный переход от монокристалла или КЗПК к СМК или НК структуре. Отметим, что рассмотрение процесса растяжения выходит за пределы изучаемой нами области, поскольку при растяжении в процесс могут включиться и другие типы дефектов, например, микротрещины, которые могут привести к преждевременному разрушению материала.

Рассматривая металлический образец, обладающий мелкозернистой структурой перед началом процесса обработки ИПД, согласно кривой 4 на рис. 1, формирование равновесного состояния с более мелкодисперсной субструктурой становится возможным даже при небольших положительных значениях  $I_2$  (реализуется близкое к ненулевому экстремуму максимальное значение  $V(h_g)$ ). Однако, в случае возникновения гидростатического давления ( $I_2 < 0$ ) [18, 19], наблюдается понижение плотности ГЗ за счёт роста кристаллитов (кривые 1–3), что часто случается во время обработки ИПД [2, 7, 16].

Поскольку разные напряжения  $\sigma_{ij}$  и, связанные с ними упругие деформации  $\varepsilon_{ij}^e$ , приводят к формированию областей с соответствующими плотностями ГЗ  $h_g$ , возникает вопрос об исследовании закономерностей, которые позволили бы установить прямую связь между упругими деформациями и формированием СМК или НК структур. Для этого исследуем потерю устойчивости стационарных состояний  $h_g^m$  термодинамического потенциала  $V(h_g)$  (решений уравнения (9)).

Положив  $h_g = 0$  в (9), запишем условие формирования нулевого максимума термодинамического потенциала  $V(h_g)$  (8), согласно которому критическое значение для второго инварианта принимает вид (см. вывод в работах [14, 15]):

$$I_2^c = - \frac{(\bar{\lambda}_g \varphi_{1D} / 2 + \bar{\lambda}_D \varphi_{gD} / 2) (\varepsilon_{ii}^e)^2 + (g_g \varphi_{1D} + g_D \varphi_{gD}) \varepsilon_{ii}^e + (\varphi_{0g}^* \varphi_{1D} + \varphi_{0D}^* \varphi_{gD})}{(\varphi_{1D} \bar{\mu}_g + \varphi_{gD} \bar{\mu}_D)} \quad (10)$$

Соотношение (10) в координатах  $\varepsilon_{ii}^e - I_2$  представлено кривой 1 на рис. 2. Данная кривая отображает критическое значение для реализации первого максимума термодинамического потенциала  $V(h_g)$  при

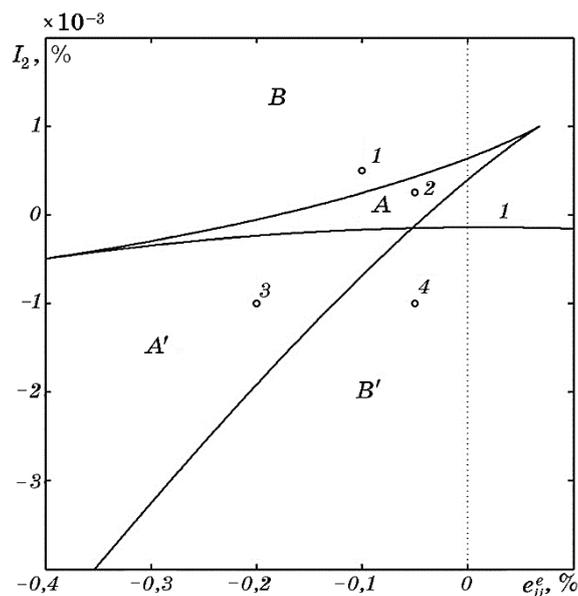


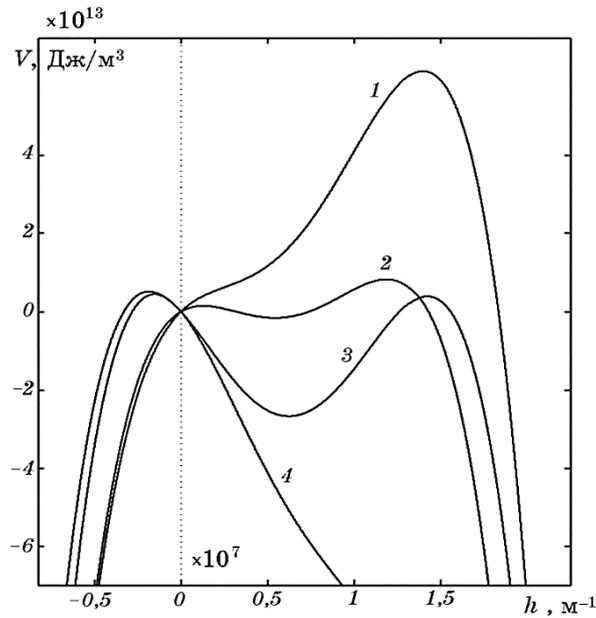
Рис. 2. Фазовая диаграмма режимов фрагментации.

Fig. 2. Phase diagram of fragmentation regimes.

$h_{g0} = 0$ . Для значений  $I_2$ , расположенных ниже кривой  $1$ , реализуются нулевые стационарные решения  $h_{g0}$ . При превышении критического уровня формируются, соответственно, только ненулевые устойчивые состояния. Очевидно, что деформации, определяемые соотношением (10), играют роль предела текучести, поскольку процесс фрагментации начинает протекать только после достижения упругими сдвиговыми деформациями представленных значений.

В дальнейшем, с помощью необходимого условия существования экстремумов находим критические значения  $I_2$  для реализации остальных решений стационарного уравнения (9). Полученные выражения определяют фазовую диаграмму режимов фрагментации металла или сплава, которая согласно рис. 2 образует четыре области фрагментации металлических образцов. При этом поведение термодинамического потенциала  $V(h_g)$  (8) в каждой области представлено соответствующими кривыми на рис. 3.

В области  $A$  реализуются два ненулевых максимума термодинамического потенциала  $V(h_g)$  (кривая 2 на рис. 3), и возможно одновременное сосуществование двух предельных структур с крупными зёрнами (первый максимум  $V(h_g)$ ) и более мелкой СМК или НК структур (второй максимум). Область  $A'$  существенно отличается от области  $A$  тем, что первый максимум термодинамического потенциала имеет нулевую плотность дефектов (кривая 3 на рис. 3), при



**Рис. 3.** Форма термодинамического потенциала  $V(h_g)$  (8) в зависимости от плотности ГЗ  $h_g$ . Кривые 1–4 построены для значений инвариантов  $I_2 = (5 \cdot 10^{-4}, 2,5 \cdot 10^{-4}, -10^{-3}, -10^{-3})$  и  $\varepsilon_{ii}^e = (-0,1, -0,05, -0,2, -0,05)$  (соответствуют точкам 1–4 на рис. 2).

**Fig. 3.** The shape of thermodynamic potential  $V(h_g)$  (8) depending on grain boundaries density  $h_g$ . The curves 1–4 are constructed for the values of both invariants  $I_2 = (5 \cdot 10^{-4}, 2,5 \cdot 10^{-4}, -10^{-3}, -10^{-3})$  and  $\varepsilon_{ii}^e = (-0,1, -0,05, -0,2, -0,05)$  (correspond to points 1–4 in Fig. 2).

этом образец — почти монокристалл. Однако, как показано кривой 3, первое максимальное значение  $V(h_g)$  попадает в отрицательную область ( $h_g < 0$ ), что лишено физического смысла. Поэтому полагаем, что при достижении нулевого значения плотности ГЗ перестает убывать, и система продолжает функционировать в режиме  $h_g = 0$ .

Аналогично рассуждая, единственное нулевое экстремальное значение  $V(h_g)$  (кривая 4 на рис. 3), отвечающее реализации монокристалла или КЗПК, формируется в области малых деформаций  $B'$ . При больших деформациях в области  $B$ , как показано кривой 1 на рис. 3, формируется одна предельная структура.

В то же время, реальному поведению материалов наиболее соответствуют кривые 2 и 1 на рис. 3. В случае кривой 1 эволюция системы на начальной стадии протекает медленно, соответственно наклону кривой внутренней энергии, а потом резко ускоряется на крутом участке кривой внутренней энергии. Последняя стадия соответствует активной фрагментации материала в процессе ИПД.

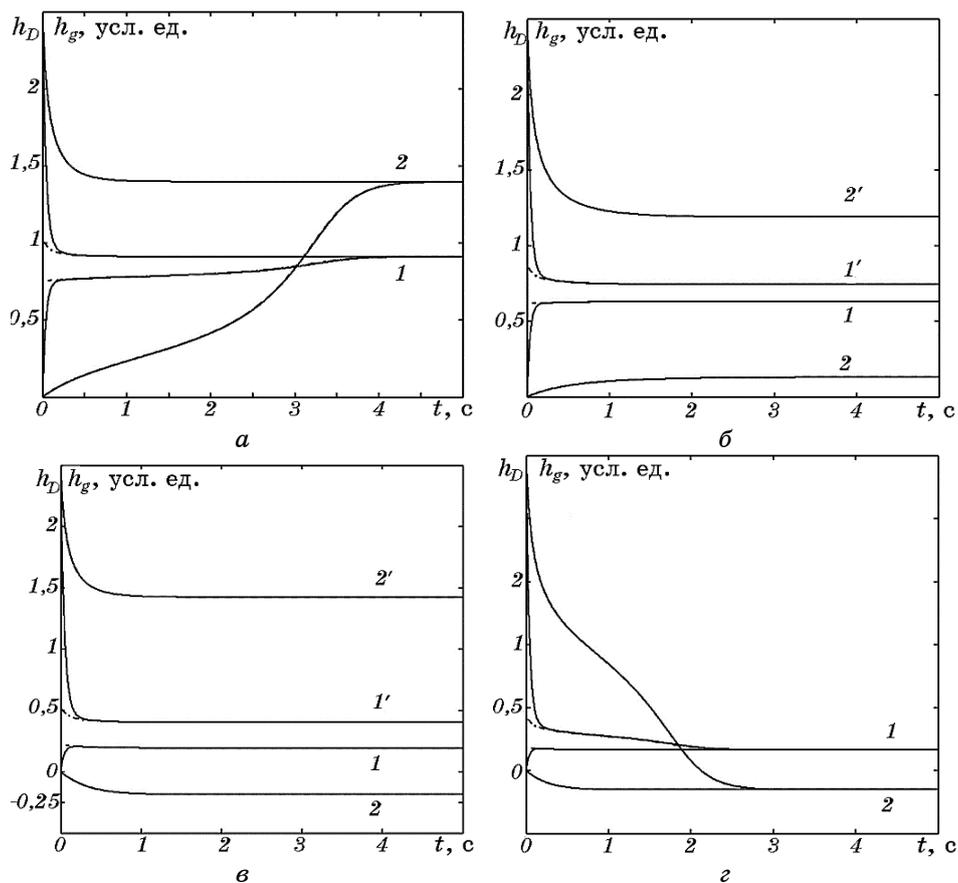
Таким образом, полученная фазовая диаграмма позволяет в общем виде изобразить возможные сценарии и режимы поведения системы эволюционных уравнений, и может сыграть важную роль с точки зрения технических применений предлагаемой модели.

#### 4. ЭВОЛЮЦИЯ ДЕФЕКТНОЙ ПОДСТРУКТУРЫ ВО ВРЕМЯ ИПД

Исследуем эволюцию плотностей дефектов рассматриваемой модели, которая определяется уравнениями (5), (6). Поскольку в предыдущем разделе изучался упрощённый случай с применением адиабатического приближения  $\tau_{h_g} \gg \tau_{h_D}$ , которое позволило получить кинетическое уравнение Ландау–Халатникова (7), то проведём численный расчёт эволюции структурных дефектов, рассматривая оба эти подхода (т.е. решая систему (5), (6) относительно неравновесных переменных  $h_m$  ( $m = g, D$ ) и дифференциальное уравнение (7)) [20, 21].

Перейдём к задаче Коши; рассмотрим два варианта начальных условий. Для первого случая начальная плотность ГЗ принимает значения  $h_{g0} = 100 \text{ м}^{-1}$ , а плотность дислокаций —  $h_{D0} = 10^{10} \text{ м}^{-2}$ , для второго случая, соответственно,  $h_{g0} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  и  $h_{D0} = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ . Значения для  $h_D$  выбираются в соответствии с кривой Одингга–Бочварова [22], которая схематически показывает зависимость прочности металлов или сплавов от плотности дислокаций в них. Согласно этой кривой, чистые неупрочнённые металлы в среднем имеют плотность дислокаций порядка  $h_D = 10^{10} - 10^{12} \text{ м}^{-2}$ . Рассматривая упрочнённые материалы в зависимости от способа обработки и химического состава исследуемого образца, плотность дислокаций в среднем может принимать значения в интервале  $h_D = 10^{14} - 10^{16} \text{ м}^{-2}$  [2, 4]. В случае плотности ГЗ  $h_g$  экспериментально установленные стационарные значения составляют  $h_g^{st1} = 10^4 \text{ м}^{-1}$  и  $h_g^{st2} = 10^7 \text{ м}^{-1}$ , которым соответствуют средние размеры зёрен 100 мкм и 100 нм. Таким образом, рассматриваемые варианты начальных приближений определяют чистые неупрочнённые, и высокодефектные упрочнённые, металлы или сплавы.

Как видно из представленных на рис. 4 и 5 временных зависимостей, обе двухдефектные подсистемы тесно взаимодействуют друг с другом в процессе установления стационарного состояния. Сами неравновесные параметры при этом претерпевают структурно-фазовый переход, поскольку эволюция плотностей дефектов в процессе фрагментации характеризуется резкими переходами от низких значений к более высоким либо же наоборот. Наиболее явно такое поведение прослеживается для случая, представленного на рис. 4, а. Согласно рисунку, при различных начальных условиях  $h_m(t_0) = h_{m0}$  ( $m = g, D$ ) реализуется одно стационарное состояние для плотности ГЗ (кривая 2). Предельная структура формируется в соответствии области больших деформаций  $B$  на фазовой диаграмме



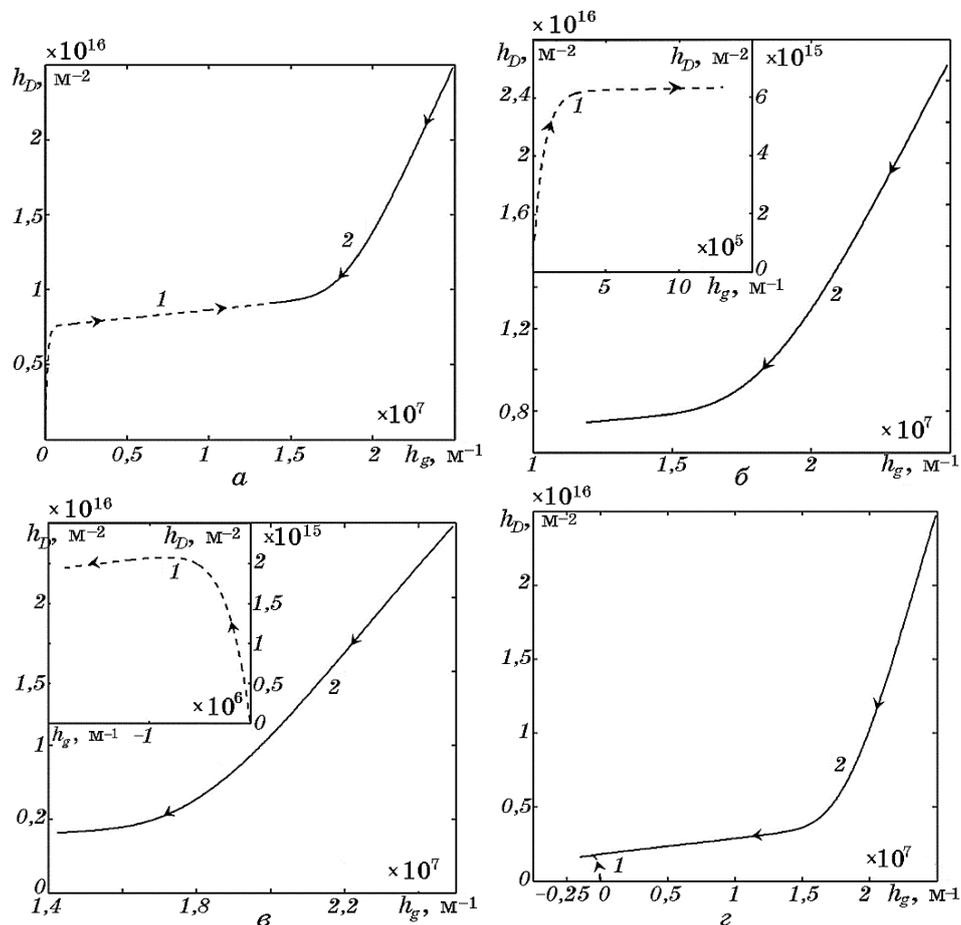
**Рис. 4.** Кинетика фрагментации металлов и сплавов в процессе ИПД. Кривые 1 и 1' представляют эволюцию плотностей дислокаций  $h_D(t)$ , а кривые 2 и 2' соответствуют изменениям плотности ГЗ  $h_g(t)$ , которые являются решениями системы (5), (6). Штриховые кривые отображают временные изменения плотностей ГЗ  $h_g(t)$  в соответствии с решениями уравнения (7). Релаксационные зависимости на рисунках (а-г) соответствуют точкам 1-4 на рис. 2.

**Fig. 4.** Kinetics of metals and alloys fragmentation during severe plastic deformation. The curves 1 and 1' represent the evolution of dislocation density  $h_D(t)$ , while curves 2 and 2' correspond to the grain boundaries density  $h_g(t)$ , according to the solutions of system (5), (6). The dashed lines represent time changes of  $h_g(t)$  with respect to solutions of equation (7). The relaxation dependences in figures (a-z) correspond to the points 1-4 in Fig. 2.

(рис. 2) при нормальном  $\sigma_{ii}^e \cong -10^{-3} \mu \text{ Па}^1$  и сдвиге  $\sigma_{ij}^e \cong 2,2 \times 10^{-3} \mu \text{ Па}$  упругих напряжениях (точка 1).

<sup>1</sup> $\mu$  — это модуль сдвига для соответствующего материала.

Рассматривая материал с неупрочнённой структурой до процесса обработки (с концентрацией дефектов  $h_{g0} = 100 \text{ м}^{-1}$ ,  $h_{D0} = 10^{10} \text{ м}^{-2}$ ), видим, что на начальном этапе происходит резкое увеличение плотности дислокаций (кривая 1 на рис. 4, а), которая практически



**Рис. 5.** Корреляционная зависимость между изменением плотности ГЗ  $h_g$  и плотности дислокаций  $h_D$  в процессе ИПД. Рисунки (а–г) построены при тех же параметрах, что и рис. 4 для соответствующих случаев. Кривые 1 и 2 (штриховые и сплошные линии) отображают согласованность эволюции дефектов для различных начальных условий.

**Fig. 5.** The correlation between the changing of grain boundaries density  $h_g$  and dislocations density  $h_D$  during SPD. Figures (a–г) are constructed for the same set of parameters as corresponding cases in Fig. 4. The curves 1 and 2 (dashed and solid lines) represent the consistency of defects' evolution for various initial conditions.

сразу выходит на стационарный уровень (штрихпунктирная кривая). В результате начинается структурно-фазовый переход, который выражается в резком увеличении общей протяжённости ГЗ (стадия фрагментации кристаллитов). На этой стадии микроструктура материала быстро выходит на «насыщение», что сопровождается упрочнением материала. Отметим, что такое поведение является типичным на практике [2].

При дальнейшей обработке во время реализации структурно-фазового перехода, когда плотность дислокаций практически перестаёт изменяться и выходит на стационарный режим (кривая 1), резкое увеличение плотности ГЗ (кривая 2) приводит некоторому дополнительному повышению плотности дислокаций. К тому же, вид эволюционной кривой для плотности дислокаций, в некоторой степени повторяет характер изменений  $h_g$ . В целом, согласованность эволюции структурных дефектов во времени, в том числе за счёт их взаимодействия в процессе обработки методами ИПД представлена на рис. 5, а (штриховая кривая 1). В результате обработки в материале формируется СМК или близкая к НК структура, в которой плотности дефектов достигают значений  $h_g^{st} \cong 1,4 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  и  $h_D^{st} = 0,9 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ , что хорошо согласуется с экспериментальными работами [2–4] и кривой (упрочнения) Одинга–Бочварова [22], при этом средний размер зёрен составляет порядка 100 нм.

В случае, когда материал до обработки методами ИПД уже обладает мелкозернистой структурой (имеет начальные плотности дефектов  $h_{g0} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  и  $h_{D0} = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ ) наблюдается обратный процесс разупрочнения. При этом структура материала находится в фазе «перенасыщения». На начальном этапе происходит резкая аннигиляция дислокаций, что сопровождается рекристаллизацией зернистой структуры путём взаимного поглощения, при этом резко уменьшается поверхностная энергия ГЗ. В результате неравновесные параметры предложенной модели эволюционируют к более энергетически выгодным состояниям с оптимальными средними размерами зёрен. О корреляции дефектных подструктур, в данном случае, свидетельствует сплошная линия 2 на рис. 5, а.

Рассматривая внутренние процессы для неупрочнённых материалов, следует отметить, что на начальных этапах процесса фрагментации за счёт образования дефектов происходит некоторая энергетическая «накачка» системы, что выражается в росте её внутренней энергии. Однако, начиная с некоторого момента деформирования, суммарный рост энергии ГЗ повышает общий уровень неравновесности системы, что активизирует противоположно направленные процессы аннигиляции дефектов (рекристаллизация).

В стационарном (равновесном) состоянии оба эти процесса динамически уравниваются друг друга. Следует подчеркнуть, что дефектная структура в равновесном состоянии не перестаёт меняться,

но эти изменения в среднем взаимно компенсируют друг друга. При этом и прямые процессы, связанные с производством дефектов, и обратные процессы, связанные с их аннигиляцией, продолжают эффективно диссипировать энергию, превращая работу внешних сил в теплоту.

Корреляционные зависимости, описывающие возможность реализации двух предельных структур, согласно области  $A$  на рис. 2, в зависимости от начальной концентрации дефектов и приложенных упругих деформаций, которым в данном случае соответствуют нормальное ( $\sigma_{ii}^e \cong -5 \cdot 10^{-4} \mu \text{ Па}$ ) и сдвиговое ( $\sigma_{ij}^e \cong 1,6 \cdot 10^{-3} \mu \text{ Па}$ ) упругие напряжения (точка 2), представлены на рис. 4, б.

В отношении неупрочнённых или отожжённых материалов, применение ИПД позволяет сформировать первую граничную структуру, в которой плотности дефектов принимают значения  $h_g^{st1} \cong 1,3 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  (кривая 2) и  $h_D^{st1} \cong 6,3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  (кривая 1), что говорит о неплохом упрочнении фрагментируемого образца (реализуется СМК-структура). Процесс установления стационарного режима с указанными плотностями осуществляется также благодаря интенсифицирующему (усиливающему) воздействию дефектов разных типов друг на друга. Из хода кривой 1 на рис. 4, б видно, что плотность дислокаций достигает своего стационарного значения (штрихпунктирная кривая) уже на начальном этапе обработки. В свою очередь, плотность ГЗ (кривая 2) к этому моменту ещё своего стационарного состояния не достигает и продолжает возрастать. При этом, согласно штриховой кривой 1 на рис. 5, б, на участке, где плотность ГЗ возрастает наиболее быстро, эволюция плотностей дислокаций реагирует на возросшую плотность ГЗ и выходит на новый более высокий стационарный уровень. Таким образом, можно утверждать, что эволюция дислокаций подготавливает условия для наступления активной стадии фрагментации, а эволюция ГЗ в свою очередь подготавливает условия для размножения дислокаций. Поскольку рост плотности дислокаций приводит к увеличению поля внутренних напряжений  $\sigma_{ij}$ , то это способствует фрагментации зернистой структуры.

Кинетические кривые 1' и 2' на рис. 4, б отображают формирование второй предельной структуры с соответствующими плотностями дефектов  $h_D^{st2} \cong 7,45 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и  $h_g^{st2} \cong 1,2 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ . В процессе эволюции плотность дислокаций и ГЗ релаксирует к более энергетически выгодной СМК или НК структуре с оптимальными средними размерами зёрен, что сопровождается резким уменьшением  $h_D$  (кривая 1') и сопутствующими процессами роста кристаллитов, за счёт снижения  $h_g$  (кривая 2'). Взаимодействие дефектных подструктур в обратном процессе разупрочнения представлено сплошной кривой 2 на рис. 5, б.

При рассмотрении деформаций в области  $A'$  на рис. 2 со сдвиговы-

ми  $\sigma_{ij}^e \cong -3,1 \cdot 10^{-3} \mu \text{ Па}$  и нормальными  $\sigma_{ii}^e \cong -2 \cdot 10^{-3} \mu \text{ Па}$  упругими напряжениями (точка 3 на рис. 2), аналогично области А формально также реализуются две предельные структуры. Однако первое стационарное состояние формируется в отрицательном диапазоне значений, что не имеет физического смысла. Поэтому следует считать, что при достижении нулевого значения плотность ГЗ переходит в режим  $h_g = 0$ . В результате, как показано на рис. 4, в и 5, в, в зависимости от начальной концентрации дефектов во фрагментируемом материале, может реализоваться как монокристалл или КЗПК (формируемые стационарные значения для кривых 1, 2 на рис. 4, в и штриховая кривая 1 на рис. 5, в), так и мелкозернистая предельная структура с плотностями дефектов  $h_D^{st2} \cong 4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и  $h_g^{st2} \cong 1,4 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  (соответственно кривые 1', 2' на рис. 4, в и сплошная кривая 2 на рис. 5, в). Вопрос о том, может ли этот случай быть реализован на реальных материалах, то есть имеются ли материалы с таким набором параметров, остаётся открытым.

Области малых деформаций  $B'$  при задании сдвигового  $\sigma_{ij}^e \cong -3,1 \cdot 10^{-3} \mu \text{ Па}$  и нормального  $\sigma_{ii}^e \cong -5 \cdot 10^{-4} \mu \text{ Па}$  упругих напряжений (точка 4 на рис. 2) соответствуют представленные на рис. 4, з и 5, з кинетические зависимости, построенные для разных начальных условий. Этот случай, как и предыдущий, рассмотрен для полноты анализа системы эволюционных уравнений, и вопрос о его реализации на реальных материалах также остаётся открытым.

Отметим, что формирование той или иной предельной структуры напрямую зависит от начального состояния образца (химического состава, фаз вещества и количества структурных дефектов  $h_m$ , где  $m = g, D$ ) и осуществляется непосредственно во время ИПД при определённых условиях (количество проходов, скорость деформации, температура и приложенное давление) [23–27]. В общем случае переход между предельными структурами может реализоваться посредством увеличения степени деформации. Так, экспериментальное исследование эволюции структуры меди при консолидации порошков в условии ИПД кручением (ИПДК) [2], показало возможность формирования граничных структур со средними размерами зёрен  $d \cong 100 \text{ нм}$  и плотностью дислокаций  $h_D \cong 2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  в зависимости от начальной фазы порошка. Применение исходных порошков, обладающих невысокой плотностью дислокаций и большими размерами зёрен, привело к измельчению зернистой структуры путём накопления  $h_D$ . ИПДК для консолидации криогенно размолотых порошков, которые, наоборот, обладают высокой концентрацией дислокаций и малыми размерами кристаллитов, также привели к формированию близлежащей стационарной структуры. Однако процесс установления равновесного состояния сопровождался аннигиляцией дислокаций и ростом зёрен. Согласно рисунку 6 в [2], эволюция структурных дефектов в зависимости от количества про-

ходов имеет качественную корреляцию с полученными на рис. 4 временными зависимостями.

## 5. ВЫВОДЫ

В рамках неравновесной эволюционной термодинамики исследован процесс фрагментации твёрдых тел под воздействием ИПД. Моделирование процессов дефектообразования при обработке ИПД осуществляется в рамках двухдефектной двухмодовой модели. В качестве основных структурных дефектов рассмотрены границы зёрен и дислокации.

Используя адиабатическое приближение, получена фазовая диаграмма режимов фрагментации металла или сплава при ИПД. Показано, что области на фазовой диаграмме определяют условия формирования предельных структур различных типов, которые соответствуют устойчивым состояниям (максимумам) термодинамического потенциала.

Исследование эволюции плотностей дефектов в процессе ИПД показало, что в зависимости от значений упругой деформации и начального состояния материала формируются различные типы стационарных структур с плотностями дефектов, которые соответствуют экспериментально наблюдаемым закономерностям. Установлено, что в процессе формирования стационарных режимов наблюдается тесное взаимодействие дефектных подструктур, которое играет важную роль при упрочнении материала. Также обнаружено, что неравновесные переменные модели претерпевают структурно-фазовые переходы, в результате которых эволюция плотностей дефектов сопровождается резкими переходами. Установлено, что формирование стационарных (предельных) структур сопровождается процессами накопления дислокаций и измельчения кристаллитов, с одной стороны, и аннигиляцией дислокаций и ростом зёрен, с другой.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины (проект «Неравновесная термодинамика фрагментации металлов и трения пространственно-неоднородных граничных смазок между поверхностями с наноразмерными неровностями», № 0115U000692).

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Р. З. Валиев, И. В. Александров, *Объёмные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства* (Москва: ИКЦ «Академкнига»: 2007).
2. Р. К. Исламгалиев, К. М. Нестеров, Р. З. Валиев, *Вестник УГАТУ*, 17, № 4:

- 81 (2013).
3. И. Г. Бродова, *Журнал СФУ. Техника и технологии*, **8**, № 4: 519 (2015).
  4. А. А. Мазилкин, Б. Б. Страумал, С. Г. Протасова, О. А. Когтенкова, Р. З. Валиев, *ФТТ*, **49**, № 5: 824 (2007).
  5. B. B. Straumal, S. G. Protasova, A. A. Mazilkin, O. A. Kogtenkova, L. Kurmanaeva, V. Baretzky, G. Schütz, A. Korneva, and P. Zięba, *Mater. Lett.*, **98**: 217 (2013).
  6. V. Segal, *Severe Plastic Deformation* (Ed. Burhanettin Altan) (New York: Nova Science Publishers: 2006), p. 1.
  7. С. Н. Сергеев, И. М. Сафаров, А. В. Корзников, Р. М. Галеев, С. В. Гладковский, Е. М. Бородин, *Письма о материалах*, **2**, № 3: 117 (2012).
  8. Я. Е. Бейгельзимер, В. Н. Варюхин, С. Сынков, Д. Орлов, *Винтовая экструзия — процесс накопления деформаций* (Донецк: ТЕАН: 2003).
  9. L. S. Metlov, *Phys. Rev. E*, **90**, No. 2: 022124 (2014).
  10. Л. С. Метлов, *Неравновесная эволюционная термодинамика и её приложения* (Донецк: Ноулидж: 2014).
  11. Г. А. Малыгин, *ФТТ*, **44**, № 11: 1979 (2002).
  12. Л. С. Метлов, *Вестник ДонГУ. Сер. А: Естественные науки*, **2**: 144 (2009).
  13. Л. С. Метлов, В. Н. Варюхин, *Физика и техника высоких давлений*, **22**, № 2: 7 (2012).
  14. A. V. Khomenko, D. S. Troshchenko, and L. S. Metlov, *Condens. Matt. Phys.*, **18**, No. 3: 33004 (2015).
  15. А. В. Хоменко, Д. С. Трощенко, Д. В. Бойко, М. В. Захаров, *Ж. нано-электрон. физ.*, **7**, № 1: 01039 (2015).
  16. Ю. В. Хлебникова, Л. Ю. Егорова, В. П. Пилюгин, Т. Р. Суаридзе, А. М. Пацелов, *ЖТФ*, **85**, № 7: 60 (2015).
  17. Л. С. Метлов, *Сборник тезисов международной конференции «Прочность неоднородных структур. ПРОС-2016» (19–21 апреля, 2016, Москва)*, с. 22.
  18. А. Г. Горшков, Э. И. Старовойтов, Д. В. Тарлаковский, *Теория упругости и пластичности* (Москва: Физматлит: 2002).
  19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости* (Москва: Физматлит: 2003).
  20. А. В. Хоменко, Я. А. Ляшенко, *УФН*, **182**, № 10: 1081 (2012).
  21. A. I. Olemskoi, A. V. Khomenko, and D. O. Kharchenko, *Physica A*, **323**: 263 (2003).
  22. Ю. М. Лахтин, В. П. Леонтьева, *Материаловедение: Учебник для высших технических учебных заведений* (Москва: Машиностроение: 1990).
  23. А. В. Хоменко, Я. А. Ляшенко, Л. С. Метлов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **30**, № 6: 859 (2008).
  24. А. Д. Погребняк, К. А. Дядюра, О. П. Гапонова, *Металлофиз. новейшие технол.*, **37**, № 7: 899 (2015).
  25. А. В. Хоменко, Я. А. Ляшенко, *ФТТ*, **49**, № 5: 886 (2007).
  26. A. D. Pogrebnyak, O. V. Bondar, S. O. Borba, G. Abadias, P. Konarski, S. V. Plotnikov, V. M. Beresnev, L. G. Kassenova, and P. Drodziel, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B*, **385**: 74 (2016).
  27. А. Д. Погребняк, Ю. Н. Тюрин, *УФН*, **175**, № 5: 515 (2005).

## REFERENCES

1. R. Z. Valiev and I. V. Aleksandrov, *Ob'yomnye Nanostrukturnye Metallicheskie Materialy: Poluchenie, Struktura i Svoystva* (Moscow: Akademykniga: 2007)

- (in Russian).
2. R. K. Islamgaliev, K. M. Nesterov, and R. Z. Valiev, *Vestnik UGATU*, **17**, No. 4: 81 (2013) (in Russian).
  3. I. G. Brodova, *Zhurnal SFU. Tekhnika i Tekhnologii*, **8**, No. 4: 519 (2015) (in Russian).
  4. A. A. Mazilkin, B. B. Straumal, S. G. Protasova, O. A. Kogtenkova, and R. Z. Valiev, *Phys. Solid State*, **49**, No. 5: 868 (2007).
  5. B. B. Straumal, S. G. Protasova, A. A. Mazilkin, O. A. Kogtenkova, L. Kurmanaeva, B. Baretzky, G. Schütz, A. Korneva, and P. Zięba, *Mater. Lett.*, **98**: 217 (2013).
  6. V. Segal, *Severe Plastic Deformation* (Ed. Burhanettin Altan) (New York: Nova Science Publishers: 2006), p. 1.
  7. S. N. Sergeev, I. M. Safarov, A. V. Korznikov, R. M. Galeev, S. V. Gladkovsky, and E. M. Borodin, *Letters on Materials*, **2**, No. 3:117 (2012) (in Russian).
  8. Ya. E. Beygelzimer, V. N. Varyukhin, D. V. Orlov, and S. G. Synkov, *Vintovaya Ekstruziya—Protsess Nakopleniya Deformatsiy* [Twist Extrusion—Process of Deformation Accumulation] (Donetsk: TEAN: 2003) (in Russian).
  9. L. S. Metlov, *Phys. Rev. E*, **90**, No. 2: 022124 (2014).
  10. L. S. Metlov, *Neravnovesnaya Evolyutsionnaya Termodinamika i Ee Prilozheniya* [Nonequilibrium Evolution Thermodynamics and Its Applications] (Donetsk: Knowledge: 2014) (in Russian).
  11. G. A. Malygin, *Phys. Solid State*, **44**, No. 11: 2072 (2002).
  12. L. S. Metlov, *Vestnik DonGU. Ser. A: Estestvennye Nauki*, **2**: 144 (2009) (in Russian).
  13. L. S. Metlov and V. N. Varyukhin, *Physics and High Pressure Technology*, **22**, No. 2: 7 (2012) (in Russian).
  14. A. V. Khomenko, D. S. Troshchenko, and L. S. Metlov, *Condens. Matt. Phys.*, **18**, No. 3: 33004 (2015).
  15. A. V. Khomenko, D. S. Troshchenko, D. V. Boyko, and M. V. Zakharov, *Zh. Nano- Elektron. Fiz.*, **7**, No. 1: 01039 (2015) (in Russian).
  16. Yu. V. Khlebnikova, L. Yu. Egorova, V. P. Pilyugin, T. R. Suaridze, and A. M. Patselov, *Tech. Phys.*, **60**, No. 7: 1005 (2015) (in Russian).
  17. L. S. Metlov, *Sbornik Tezisev Mezhdunarodnoy Konferentsii 'Prochnost' Neodnorodnykh Struktur. PROS-2016' (Apr. 19–21, 2016, Moscow)*, p. 22 (in Russian).
  18. A. G. Gorshkov, E. I. Starovoytov, and D. V. Tarlakovskiy, *Teoriya Uprugosti i Plastichnosti* (Moscow: Fizmatlit: 2002) (in Russian).
  19. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Theory of Elasticity* (Oxford: Butterworth-Heinemann: 1986).
  20. A. V. Khomenko and I. A. Lyashenko, *Phys. Usp.*, **55**, No. 10: 1008 (2012).
  21. A. I. Olemskoi, A. V. Khomenko, and D. O. Kharchenko, *Physica A*, **323**: 263 (2003).
  22. Yu. M. Lakhtin and V. P. Leontieva, *Materialovedenie: Uchebnik dlya Vysshikh Tekhnicheskikh Uchebnykh Zavedeniy* (Moscow: Mashinostroenie: 1990) (in Russian).
  23. A. V. Khomenko, Ya. A. Lyashenko, and L. S. Metlov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **30**, No. 6: 859 (2008) (in Russian).
  24. O. D. Pogrebnyak, K. O. Dyadyura, and O. P. Gaponova, *Metallofiz. Noveishie*

- Tekhnol.*, **37**, No. 7: 899 (2015) (in Russian).
25. A. V. Khomenko and I. A. Lyashenko, *Phys. Solid State*, **49**, No. 5, 936 (2007).
26. A. D. Pogrebnjak, O. V. Bondar, S. O. Borba, G. Abadias, P. Konarski, S. V. Plotnikov, V. M. Beresnev, L. G. Kassenova, and P. Drodziel, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B*, **385**: 74 (2016).
27. A. D. Pogrebnjak and Yu. N. Tyurin, *Phys. Usp.*, **48**: 487 (2005).