О термодинамике структурно-скейлинговых переходов при пластической деформации твердых тел

О.Б. Наймарк, Ю.В. Баяндин, В.А. Леонтьев, С.Л. Пермяков

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, 614013, Россия

Термодинамика процессов пластической деформации и разрушения рассматривается с позиций структурно-скейлинговых переходов в ансамблях мезодефектов, обнаруживающих выраженные признаки «медленной динамики» вследствие зарождения коллективных мод, подчиняющих кинетику процессов релаксации и разрушения. Статистическое описание — суперстатистика — рассматриваемых мезоскопических систем развивается на основе обобщения статистики Больцмана–Гиббса и введения «эффективных температур» неравновесного (мезоскопического) состояния с использованием обобщения флуктуационно-диссипативной теоремы.

On thermodynamics of structural-scaling transitions in solids under plastic deformation

O.B. Naimark, Yu.V. Bayandin, V.A. Leontiev, and S.L. Permyakov

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, 614013, Russia

Thermodynamics of plastic deformation and failure is considered in the context of structural-scaling transitions in mesodefect ensembles. The latter exhibit the features of “slow driven systems” due to the generation of collective modes that govern the kinetics of relaxation and failure. A statistical description, i.e. superstatistics of mesoscopic systems is developed by generalizing the Boltzmann–Gibbs statistics and introducing the “effective temperature” of the out-of-equilibrium (mesoscopic) state based on a generalization of the fluctuation-dissipation theorem.

1. Введение

Физика и механика твердого тела переживают в настоящее время этап своего ренессанса в связи с достижением «критической массы» результатов разнообразных структурных исследований и теоретических представлений, установивших качественные и количественные корреляции между закономерностями зарождения и развития дефектов, их коллективными свойствами, механизмами релаксации и разрушения. Последние десятилетия в физике прочности и пластичности сопровождались формированием именно нового мировоззрения, в создании основ которого роль В.Е. Панина трудно переоценить.

Проблемы физики пластичности и разрушения, по-видимому, относятся к одним из сложнейших проблем физики вообще в связи с «тензорным» характером дефектов, особенностями их длинно-корреляционного взаимодействия, приводящими к зарождению коллективных мод различной природы, изменению симметрии исходной системы. Механизмы пластичности и разрушения демонстрируют качественно иной случай проявления механизмов переноса импульса по сравнению с традиционно рассматриваемыми в газах и жидкостях, имеющих характер «диффузии импульса» (вязкость — коэффициент диффузии импульса). Качественное различие этих механизмов обусловлено природой дислокационных (мезоскопических) дефектов, представляющих собой локальное нарушение симметрии континуума, т.е. физического пространства, занимаемого средой. Следствием мезоскопической природы дислокационных дефектов, характеризующихся двумя масштабами (микроскопическим (ядро дислокации) и мезоскопическим (длина дислокации)), является способность твердого тела как к диффузионному (вакансионному) механизму переноса импульса, так и принципиально иному, обусловленному движением дислокаций в полях упругих напряжений. Мезоскопическая природа дислокационных дефектов отражается также в характерных энергиях, соответствующих разным масштабам — микроскопическому и мезоскопическому. Большие значения последних, существенно превышающие kT, обусловливают необходимость конечно-амплитудных флуктуаций, инициирующих движение дислокаций. С этим связана роль структурных напряжений, формирующих совместно с тепловыми флуктуациями активационные (пороговые по энергиям) процессы движения дислокационных субструктур. Длиннокорреляционные взаимодействия мезоскопических дефектов обуславливают пространственное упорядочение дислокационных субструктур, которое может носить когерентный характер, проявляющийся в формировании пространственно-локализованных коллективных мод различной природы, приводящих к эффектам локализации деформации и разрушения. Зарождение этих мод, характеризующихся новыми пространственными масштабами и динамикой, как правило, значительно более медленной по сравнению с акустическими временами, приводит к новому изменению симметрии системы, понимаемой в смысле уменьшения числа степеней свободы системы, определяющих ее эволюцию.

Отмеченные особенности поведения ансамблей дислокационных субструктур в процессах пластичности и разрушения позволяют характеризовать мезоскопические (дислокационные) системы как системы с «медленной динамикой». Данный широкий класс систем, интенсивно изучаемый в последнее время, инициировал интерес к системам, далеким от равновесия, статистическим и термодинамическим основам физики неравновесных состояний.

Обсуждению статистических и термодинамических основ мезоскопических систем будет уделено основное внимание в настоящей работе, но, имея в виду физику прочности и пластичности, рассмотрим основные закономерности поведения дислокационных субструктур, их характеристики и кинетику.

2. О термодинамике пластичности

В дискуссионной работе Гилмана [1], содержащей критику подходов в теории пластичности и разрушении применительно к ударно-волновым нагружениям, отмечается ошибочность самой формулировки определения состояния пластически деформируемого твердого тела как состояния, определяемого величиной пластической деформации. Это замечание носит фундаментальный характер, так как отражает некорректность с термодинамической точки зрения использования меры деформации, обусловленной исключительно движением дислокаций, в качестве переменных состояния для термодинамических потенциалов (вопрос о введении последних для мезоскопических систем будет обсуждаться ниже). Не усложняя рассмотрение континуальными переменными дислокационных ансамблей, отметим, что «переменными состояния» твердого тела с дефектами (как термодинамической системы) являются упругая деформация ε^{e} и деформация $\varepsilon^{\mathrm{d}} \sim b\rho S_{\mathrm{D}}$, зависящая от характеристик дислокации — длины вектора Бюргерса b, плотности дислокаций ρ и площади дислокационной петли S_{D}. Имея ввиду в дальнейшем рассмотрение быстропротекающих процессов динамического и ударно-волнового характера, для которых эффекты мультипликативности не столь существенны, собственно пластическая деформация определяется при этом кинетикой дислокаций (дислокационных субструктур):

$$\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}} = bS_{\mathrm{D}}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}\tau} + b\rho\frac{\mathrm{d}S_{\mathrm{D}}}{\mathrm{d}\tau} \approx b\rho\frac{\mathrm{d}S_{\mathrm{D}}}{\mathrm{d}\tau},$$

которая носит активационный характер. С учетом этого важного физического обстоятельства последнее соотношение часто представляется в виде

$$\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}} = \rho b S_{\mathrm{D}}/\tau = (\rho b S_{\mathrm{D}})\nu_{\mathrm{D}} \exp(U_{\mathrm{a}}/T),$$

где $\tau^{-1} = \nu_{\mathrm{D}} \exp(U_{\mathrm{a}}/T)$ — характерное обратное время активации при движении дислокационной петли; ν_{D} — дебаевская частота; U_{a} — характерная энергия активации; T — температура в энергетических единицах. Однако при переходе к мезоскопическим дефектам (дислокационным субструктурам) ответ на вопрос о природе основных кинетических параметров ν_{D}, U_{a} и, как следствие, «температуры мезоскопической системы» не является очевидным, имеет важное значение и связан с выяснением двух принципиальных моментов в физике пластичности: термодинамической природы формирования потенциального рельефа, образуемого дефектами и определяющего, собственно, величину фактора U_{a}, и кинетической природы механизмов релаксации, в качественном смысле ν_{D} и T, характеризующих динамику мезоскопических носителей, обеспечивающих механизм переноса импульса при пластической деформации.

Большие значения энергий, которыми характеризуются дислокационные субструктуры, и длиннокорреляционный характер взаимодействия последних имеют своим следствием решающую роль коллективных эффектов, определяющих как энергетические характеристики потенциального рельефа, так и кинетику мезоскопических носителей, которая связана с зарождением и «медленной динамикой» коллективных мод ансамблей дефектов различной природы.

3. Термодинамика систем с «медленной динамикой»

Основными понятиями в классической термодинамике, описывающей поведение равновесных (или близких к равновесию) систем, как известно, являются определения энергии и энтропии. Определение энергии является фундаментальным и четко определенным для широкого класса физических систем и состояний в отличие от энтропии, отражающей симметрийные свойства систем, которые могут изменяться при эволюции системы. Проблема определения энтропии для неравновесных систем (и, как следствие, неравновесных потенциалов) является одной из центральных в современной физике и механике сплошных сред и привлекает внимание исследователей известных школ в связи с многочисленными приложениями, основными из которых является исследование поведения систем, далеких от равновесия. Эти системы наиболее распространены в природе и примерами их являются системы с растущими доменами, все типы стекол, системы в условиях турбулентного поведения, системы с дефектами, претерпевающие пластическое деформирование и разрушение, биологические системы, включая ДНК, и многие другие. Все эти системы (системы с «медленной динамикой») являются «сложными» в том смысле, что они обладают большим числом долгоживущих динамических степеней свободы (коллективных мод) и принципиальным является вопрос о применимости подходов термодинамики для существенно неравновесных ситуаций, определяемых динамикой этих мод. Универсальной чертой систем с медленной динамикой [2] является экстремально высокая чувствительность их временных зависимостей от флуктуаций. Причина такой чувствительности (восприимчивости) связана с длиннокорреляционными взаимодействиями, следствием которых является «выполаживание» зависимостей в фазовом пространстве состояний — характерный признак медленной динамики. Однако некоторые свойства остаются неизменными, несмотря на драматические изменения временных зависимостей при малых возмущениях. Эти свойства можно отнести к разряду универсальных для систем с медленной динамикой. Относительно общим свойством систем с медленной динамикой является малая величина производства энтропии, которая достигается в пределе больших времен.

4. Свободная энергия неравновесного состояния

4.1. Метод эффективного поля Леонтовича

Общность определений термодинамических величин, которые используются для описания как равновесных, так и неравновесных состояний, по-видимому, впервые обсуждалась М.А. Леонтовичем [3], когда отмечалось, что «… уже в рамках статистической термодинамики вопрос о нахождении флуктуаций системы связан с определением ее энтропии или свободной энергии в состояниях, отличающихся от равновесного». Следуя основным идеям термодинамики, основанной на статистике Больцмана–Гиббса, в [3] предложено определение свободной энергии $F(Z)$ неравновесного состояния Z как состояния, соответствующего равновесию и минимуму потенциала $\Psi(Z)$ для условного равновесного состояния, реализуемого при действии на систему некоторого «эффективного» поля a:

$$F(Z) = \Psi(Z) - U(Z, a), \tag{1}$$

где $U(Z,a)$ — «эффективный потенциал», соответствующий введенному полю a; $F(Z)$ — неравновесная свободная энергия; $\Psi(Z)$ — равновесная свободная энергия системы в присутствии «эффективного» поля. Данное рассмотрение согласуется с основными положениями статистики Больцмана–Гиббса, что позволило внести известную определенность в понятие свободной энергии неравновесных состояний и их связь с вероятностью, т.е. внести уточнение формулировки «принципа Больцмана» для неравновесных состояний.

Основные идеи неравновесной статистики применительно к определениям термодинамических переменных S как средних $\overline{S}(X) = s$ по фазовому пространству состояний X основаны на учете вклада потенциала «эффективного поля» $U(X)$ в выражение для энергии системы:

$$s = \overline{S} = \int S(X) \exp \frac{\Psi - H(X) - U(X)}{T} \mathrm{d}x, \tag{2}$$

где $\exp\left(-\dfrac{\Psi}{T}\right) = \int \exp\left[-\dfrac{H(X)+U(X)}{T}\right] \mathrm{d}X.$

Неравновесная свободная энергия в этом случае может быть определена как

$$F = \Psi - \overline{U}, \tag{3}$$

где $\overline{U}$ — среднее значение «эффективной » потенциальной энергии

$$\overline{U} = \int U(X) \exp \frac{\Psi - H(X) - U(X)}{T} \mathrm{d}X. \tag{4}$$

Определение неравновесной свободной энергии можно сделать однозначным, если, следуя [3], свободной энергией неравновесного состояния будем называть выражение (3), которое достигает минимума при заданном значении $s = \overline{S}(X)$. В частности, в [3] показано, что минимум имеет место, если $U(X) = \alpha S(X)$, где α — параметр, который должен быть определен.

4.2. Неэкстенсивная статистическая механика. Суперстатистика

Развитие идей об обобщении статистики Больцмана–Гиббса на случай систем, далеких от равновесия, получило в последние годы в работах [4, 5] и известных как неэкстенсивная статистическая механика и термодинамика, суперстатистика. Областью приложений этих направлений является описание поведения широкого класса сложных систем, свойства которых являются аномальными с точки зрения термодинамики и статистики равновесных или близких к равновесию систем. Основной проблемой при описании таких сложных систем, к которым относятся конденсированные среды с дефектами в процессах пластичности, разрушения, турбулентности, поведения стекол, является описание связи между статистическими и динамическими закономерностями поведения этих систем в ситуациях, когда предположение об эргодичности систем в общем случае не выполняется, что имеет место при развитии неустойчивостей, приводящих к стохастической динамике с высокой чувствительностью макроскопического поведения систем к флуктуациям и, как следствие, развитию пространственно-локализованных коллективных мод с большими временами динамики. Сложная пространственно-временная структура таких систем приводит к тому, что нарушается принцип аддитивности для таких важнейших термодинамических величин, как внутренняя энергия и энтропия.

Обобщение статистики Больцмана–Гиббса для систем с медленной динамикой было предложено в [4] и получило название Т-статистики. Формализм Т-статистики аналогичен статистике Больцмана-Гиббса за исключением определения энтропии и специальных преобразований Лежандра, необходимых для формулировки соответствующей термодинамики. На уровне описания термодинамики систем с «медленной динамикой» предположение об эргодичности заменяется неэргодичностью Т-статистики. Отметим, что теория Больцмана–Гиббса охватывает системы с экспоненциальным видом вероятности распределений интенсивных величин, Т-статистика описывает степенные законы распределений, которые наблюдаются для большинства неравновесных состояний в системах с медленной динамикой.

Формализм Т-статистики можно рассматривать как попытку суперпозиции двух различных статистик, относящихся к неравновесным системам под действием медленно меняющихся или постоянных внешних сил и обнаруживающих макроскопические состояния, близкие к стационарным (или с медленной динамикой), но сопровождающихся флуктуациями интенсивных (распределенных) параметров. Рассматривая системы с медленной динамикой как совокупность доменов, статистика величин может быть охарактеризована известным больцмановским фактором $\exp(-\beta E)$, где E — эффективная энергия данного домена; β — интенсивный флуктуирующий параметр (обратная эффективная температура), значения которого принимаются постоянными по результатам усреднения для каждого домена на характерном масштабе времени. Предполагая существование независимой статистики для интенсивного параметра β, в [5] вводится в рассмотрение усредненный больцмановский фактор (суперстатистика)

$$B(E)=\int_0^\infty f(\beta)\exp(-\beta E)\,\mathrm{d}\beta,$$

где $f(\beta)$ — функция распределения для β. Условие нормировки эффективного больцмановского фактора для стационарной (длинновременной) функции распределения имеет вид:

$$p(E)=\frac{1}{Z}B(E),$$

где $Z=\int_0^\infty B(E)\,\mathrm{d}E.$

Частным случаем суперстатистики является вариант с определением процедуры нормализации в виде

$$p(E)=\int_0^\infty f(\beta)\frac{1}{Z(\beta)}e^{-\beta E}\,\mathrm{d}\beta,$$

где $Z(\beta)$ — нормализующий коэффициент для $e^{-\beta E}$ при заданном β.

4.3. Неравновесная свободная энергия дислокационных субструктур

Статистическое описание поведения ансамблей дислокационных субструктур, развитое в [6], позволило предложить модель деформирования твердого тела с дефектами, основанную на соответствующем представлении неравновесной свободной энергии $F(p,\delta)$, где p — параметр (в общем случае тензорный), играющий роль параметра порядка для структурных переходов в дислокационных системах и по смыслу совпадающий с величиной деформации $p\sim\varepsilon^{\mathrm{d}}$, обусловленной дефектами (но не их движением). Параметр δ является характеристикой структурного скейлинга [6] и представляет собой отношение структурных масштабов в ансамбле дислокационных субструктур $\delta=(L_{\mathrm{c}}/L_n)^3$, где L_n — характерный размер дислокационной субструктуры; L_{c} — расстояние между ними. Установленные в рамках статистического описания точки бифуркации δ_*, δ_{c} играют роль, аналогичную характеристическим температурам в теории фазовых переходов Ландау, и выделяют области типичного нелинейного поведения ансамблей дефектов, соответствующие квазихрупкому, вязкому и нанокристаллическому состояниям твердого тела.

Динамика дислокационных субструктур в соответствующих областях структурного параметра скейлинга δ определяется динамикой коллективных мод ансамблей дефектов, соответствующих автосолитонным модам, представляющим собой для пластичных материалов ориентационно-упорядоченные области сдвиговых дефектов (shear transformation zone (STZ)), фронты которых являются областями ориентационного перехода и обладают признаками «медленной динамики». В случае квазихрупких материалов коллективными модами являются диссипативные структуры с взрывной кинетикой роста дефектов на некотором спектре пространственных масштабов, но с некоторым характерным временем (временем «обострения») выхода на данную кинетику. На масштабе акустических времен «времена» обострения можно также рассматривать как большие и говорить о кинетике локализации разрушения как о процессе с «медленной динамикой».

Физической причиной «медленной динамики», например для процессов пластической деформации, является тот факт, что последняя реализуется в условиях структурно-скейлинговых переходов, которые сопровождаются формированием пространственно-локализованных областей, содержащих упорядоченные (ориентированные) дислокационные субструктуры, имеющие характерные (большие) времена эволюции. Формирование множественных областей данного типа, эволюционирующих в условиях сильного взаимодействия, является причиной стохастической динамики интенсивных переменных (напряжение, деформация), и наблюдаемых, например, как эффект Портевена–Ле Шателье.

5. Эффективная температура неравновесного состояния

5.1. Флуктуационно-диссипативные температуры

Интенсивно изучаемой проблемой является вопрос о том, как может быть определена температура в рассматриваемых неравновесных системах с медленной динамикой. Вследствие «медленной динамики» эти системы находятся далеко от равновесия и традиционные положения термодинамики не могут быть применены. В то же время, учитывая медленность эволюции, некоторые концепции классического подхода могут быть полезными для понимания явлений с медленной динамикой. Возможный вариант ответа на этот вопрос связан с обобщением флуктуационно-диссипативной теоремы для систем, далеких от равновесия. Нарушение «равновесной версии» флуктуационно-диссипативной теоремы для неравновесных систем с медленной динамикой (так называемых «стареющих» систем), типичным представителем которых являются коллоидные стекла, широко обсуждается в литературе. Используя обобщения флуктуационно-диссипативной теоремы, авторы работы [7] ввели определение «эффективных температур» для стационарных неравновесных систем, используя величины отклика (корреляций) и термодинамической температуры. Близкое по смыслу определение было введено в работе [8] для нестационарных «стареющих» систем (стекол) и показана возможность использования термина «температура» при следующих условиях:

1) эффективная температура ассоциирована с временным масштабом, на котором она измеряется термометром, контактирующим с системой и имеющим постоянную времени, близкую к указанному временному масштабу;

2) эффективная температура определяет направление переноса тепла в интервале указанного временного масштаба;

3) эффективная температура может рассматриваться как мера тепловой энергии.

Важным следствием определения неравновесной свободной энергии, предложенным в [3], является обобщение результатов флуктуационно-диссипативной теоремы для неравновесных состояний. Как известно, следствием флуктуационно-диссипативной теоремы является связь квадрата флуктуаций любого внутреннего параметра системы в окрестности равновесия с температурой T и «восприимчивостью» системы. В [3] показано, что определение неравновесной свободной энергии в приближении «эффективного поля» позволяет применить принцип Больцмана, связывающий для «изотермической системы» свободную энергию состояния и его вероятность, и определить связь усредненных квадратичных флуктуаций параметров неравновесной системы с восприимчивостью и «температурой неравновесного состояния»:

$$\overline{(S-s)}^2=\frac{T}{\partial^2\Psi/\partial s^2}. \quad (5)$$

5.2. Эффективные температуры пластически деформируемых материалов

Металлы в условиях квазистатической пластической деформации представляют собой яркий пример неравновесных систем с медленной динамикой. Деформационные диаграммы пластичных материалов часто обнаруживают слабую скоростную чувствительность в широком диапазоне характерных времен нагружения (скоростей деформации) и в координатах «напряжение σ – деформация ε» в пластической области представляют собой относительно пологие кривые. Эти черты неравновесного процесса, обусловленного динамикой дислокационных субструктур, являются признаком медленных процессов структурной релаксации, подчиняющих себе макроскопическую деформационную динамику системы в целом.

Авторами настоящей работы предложен метод определения обычной и эффективной температур как термодинамической характеристики текущего состояния пластически деформированного металла. Исследование было проведено на поликристаллических образцах бескислородной меди (99.99 % Cu, предварительно отожженных в течение 1 часа при температуре 350 °C), нагруженных в условиях чистого сдвига (рис. 1, 2).

Распределение коллективных мод пластического сдвига — STZ-флуктуаций сдвига исследовалось на основе измерения шероховатости деформированных образцов, индуцированного локализованными сдвигами, с использованием интерферометра-профилометра высокого разрешения New View-5000 (разрешающая способность составляет 0.1 нм по вертикали и до 0.5 мкм по горизонтали).

На рис. 3 представлен типичный профиль рельефа поверхности образца в направлении образующей.

Применительно к данной физической ситуации использовалось следующее представление структурной восприимчивости $\chi=(\partial^2F/\partial\varepsilon^2)^{-1}$ с использованием обобщений флуктуационно-диссипативной теоремы:

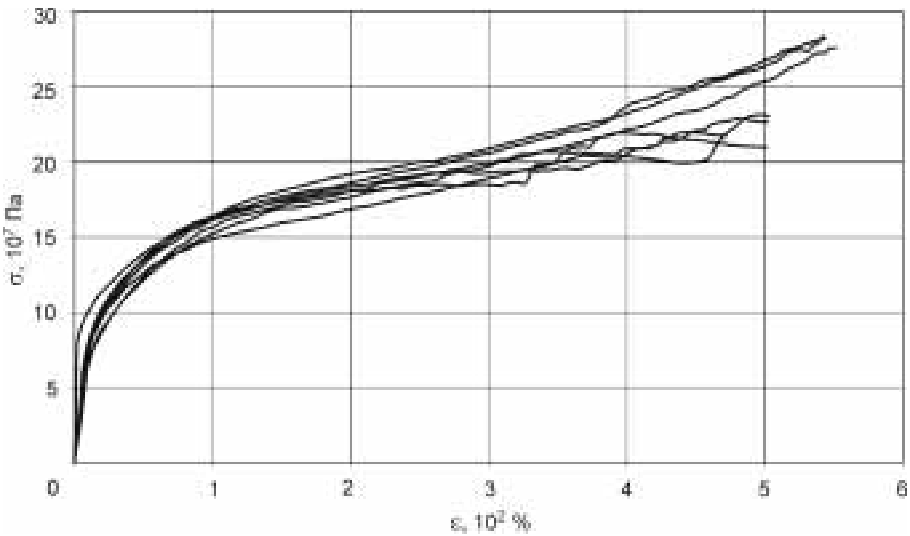

Рис. 1. Кривые деформирования меди

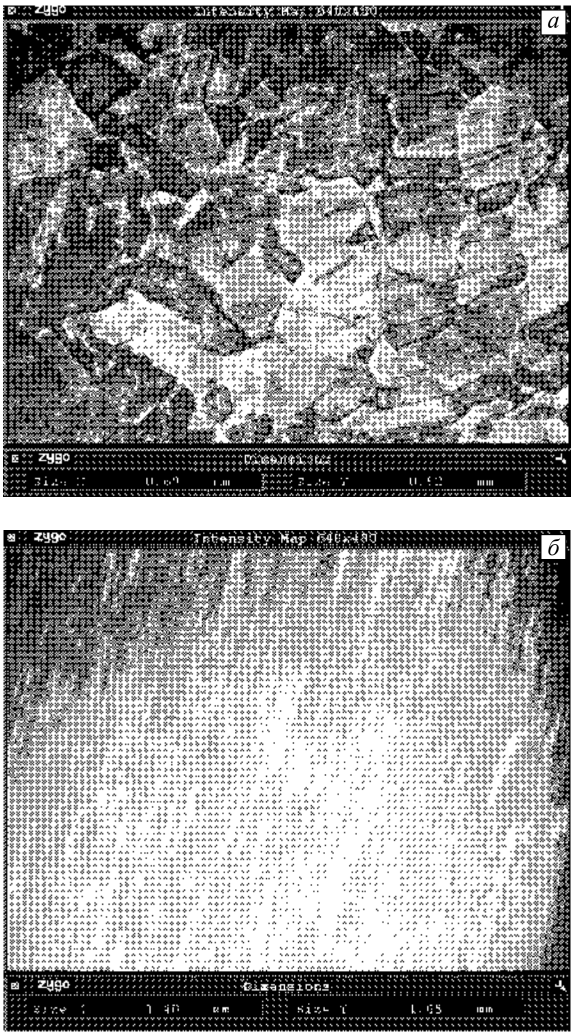

Рис. 2. Структура меди в образце до (*а*) и после (*б*) деформации (по данным New View 5000). Начальная структура меди, ×200 (*а*); поверхностный рельеф пластически деформированной меди, ×100 (*б*)

$$\chi = \frac{1}{T}\Delta C, \tag{6}$$

где под приращением корреляционной функции ΔC понималась разность корреляционных функций для величин флуктуаций пластической деформации для двух близких точек на диаграмме деформирования (рис. 1).

Флуктуации пластической деформации оценивались по величине рельефа свободной поверхности деформированного образца, инициированной локализованными пластическими сдвигами (рис. 3). Флуктуации пластических деформаций вычислялись по данным New View по формуле

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta h(l)}{l}, \tag{7}$$

где l — выбранный масштаб структурного разрешения интерферометра-профилометра New View; h — амплитуда шероховатости. Соответствующая $\Delta\varepsilon$ структурная восприимчивость χ вычислялась по формуле

$$\chi(l) = \frac{\Delta\varepsilon}{a^3\Delta\sigma}, \tag{8}$$

где a^3 — активационный объем.

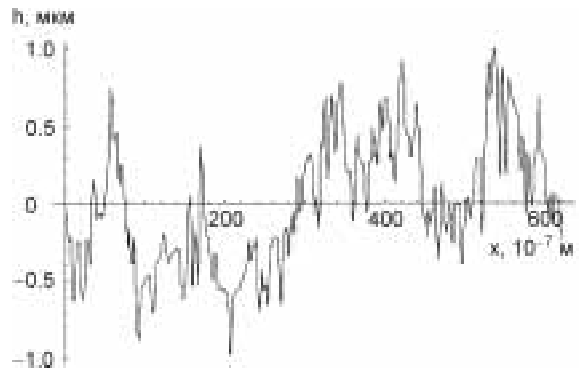

Рис. 3. Характерные профили поверхности

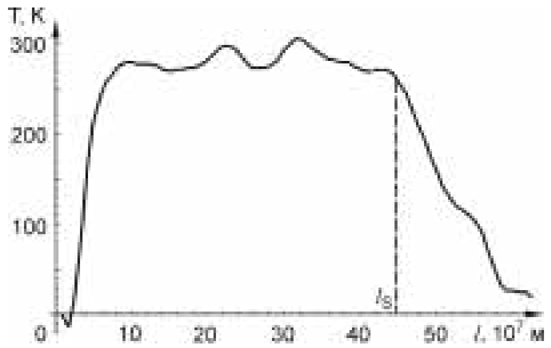

Рис. 4. Зависимость температуры T от масштаба l

Определяя деформацию на заданном масштабе как среднее по всей выборке, получаем выражение для «масштабной» восприимчивости:

$$\chi(l) = \frac{\langle \Delta h_2(l)/l \rangle - \langle \Delta h_1(l)/l \rangle}{a^3 \Delta\sigma}. \tag{9}$$

В каждой точке диаграммы было взято 20 срезов. Усреднение проводилось по всей выборке данных. Индексами обозначены две точки на кривой деформирования.

Корреляционная функция вычислялась по формуле

$$C(l) = \langle h(x+l)\, h(x) \rangle_x, \quad C(l) = C(l)/C(0), \tag{10}$$

где усреднение производилось по координате x вдоль образца. При этом вычислялись до 20 корреляционных функций в каждой точке кривой деформирования.

Используя соотношения (6), (9) и (10), было получено следующее представление для «эффективных температур», соответствующих различным пространственным масштабам усреднения:

$$T(l) = \frac{a^3 \Delta\sigma(\langle C_2(l) \rangle - \langle C_1(l) \rangle)}{\langle \Delta h_2(l)/l \rangle - \langle \Delta h_1(l)/l \rangle}. \tag{11}$$

Результат вычисления представлен на рис. 4. На зависимости $T(l)$ может быть выделен диапазон масштабов дислокационных субструктур, динамика которых контролируется термодинамическими температурами — термоактивационная кинетика пластической деформации (масштабы, соответствующие плато), которые оказались близкими к температуре проведения эксперимента (15 °С) и эффективной температуры, определяемой медленной динамикой дислокационных субструктур. Таким образом, термодинамика пластического деформирования характеризуется явными признаками медленной динамики, обусловленной структурными переходами в ансамблях дислокационных субструктур. Важным результатом является также установленный структурный масштаб перехода $l_S \sim 10^{-3}$ см от дислокационных носителей, контролируемых обычной (термодинамической) температурой и эффективной температурой «медленной динамики» дислокационных субструктур.

6. Обсуждение результатов

Экспериментальное и теоретическое исследование показало, что для неравновесных систем с медленной динамикой может быть введено понятие эффективных температур, являющихся мерами тепловой энергии на определенных структурных масштабах. Данный результат получен на основе обобщения соотношений флуктуационно-диссипативной теоремы, в которых используется вычисление корреляционных функций и восприимчивостей на соответствующих пространственных масштабах. Вычисление эффективных температур проведено по результатам измерения поверхностного рельефа, индуцированного пространственно-локализованными областями сдвига на свободной поверхности пластически деформированных медных образцов на основе данных, полученных с помощью интерферометра-профилометра высокого разрешения New View 5000. Оценки эффективных температур показали наличие двух интервалов температур, соответствующих на малых масштабах термодинамической температуре (дислокационные субструктуры высокой подвижности) и эффективным температурам для дислокационных субструктур с медленной динамикой. Представляет интерес использование данного метода для исследования термодинамики дислокационных субструктур, зарождающихся при пластическом деформировании монокристаллических образцов, для изучения закономерностей структурно-скейлинговых переходов и механизмов переноса импульса, обусловленных последними.

Литература

1. *Gilman J.* Mechanical states of solids // Shock Compression of Condensed Matter, 2001: Proceedings of International Conference, Atlanta, Georgia, June 24–29, 2001 / Ed. M. Furnish, N. Thadhani, and Ya. Horie. – Melville, N.Y.: American Institute of Physics, 2002. – P. 36–41.
2. *Cugliandolo L.F., Kurchan J., Peliti L.* Energy flow, partial equilibration, and effective temperatures in systems with slow dynamics // Physical Review. E. – 1997. – V. 55. – No. 4. – P. 3898–3914.
3. *Леонтович М.А.* О свободной энергии неравновесного состояния // ЖЭТФ. – 1938. – Т. 8. – № 7. – С. 844–854.
4. *Tsallis C.* Possible generalization of Boltzmann–Gibbs statistics // J. Stat. Phys. – 1988. – V. 52. – P. 479–487.
5. *Beck C.* Superstatistics: theory and applications // Continuum Mechanics and Thermodynamics. – 2004. – No. 16. – P. 293–304.
6. *Naimark O.B.* Defect induced transitions as mechanisms of plasticity and failure in multifield continua // Advances in Multifield Theories of Continua with Substructure / Ed. G. Capriz, P. Mariano. – Boston: Birkhдuser, 2004. – P. 75–114.
7. *Hohenberg P.C., Shraiman B.I.* Chaotic behavior of an extended system // Physica D. – 1989. – V. 37. – P. 109–115.
8. *Cugliandolo L.F., Kurchan J.* Analytical solutions of the non-equilibrium dynamics of long-range spin glass models // Phys. Rev. Lett. – 1973. – V. 71. – P. 173–176.