

01,05

Автоволны локализованной деформации, индуцированной фазовым превращением

© Ю.А. Хон, Л.Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
Томск, Россия

E-mail: khon@ispms.tsc.ru, lbz@ispms.tsc.ru

Поступила в редакцию 28 июля 2020 г.

В окончательной редакции 28 июля 2020 г.

Принята к публикации 18 августа 2020 г.

Предложены подход и модель зарождения и развития полос деформации и их фронтов при пластической деформации за счет фазового превращения. Твердое тело рассматривается как открытая неравновесная система, релаксация которой определяется как колебательными, так электронными степенями свободы. Электронные переходы между различными состояниями системы ядер и электронов при деформации инициируют возбуждение неустойчивой колебательной моды смещений атомов в положения, характерные для мартенситной фазы.

Ключевые слова: пластичность, фазовые превращения, открытая система, электронные степени свободы, неадиабатические переходы, неустойчивость.

DOI: 10.21883/FTT.2020.12.50204.159

1. Введение

Экспериментальные исследования закономерностей пластического течения твердых тел, проведенные в последние годы, показали, что этот процесс можно рассматривать в рамках представлений об эволюции автоволн локализованной пластичности [1]. Основная часть исследований была выполнена на материалах с дислокационным механизмом пластического течения. Значительно меньше внимания уделялось анализу деформации, индуцированной фазовым превращением [2]. В этом случае пластическая деформация также сопровождается рождением и распространением макроскопических деформационных фронтов (автоволн), что порождает вопросы о их происхождении и закономерностях формирования и распространения.

Объяснение наблюдаемых эффектов встречает определенные трудности, поскольку переход от кристаллической решетки аустенита к кристаллической решетке мартенсита вызывает микроскопическую деформацию ~ 0.1 [2]. В рамках существующих подходов величина приложенного напряжения должна быть $\sim 0.1E$ (E — модуль Юнга), что явно противоречит эксперименту. Причина характерных для классического подхода затруднений состоит в том, что при описании деформации, в том числе и деформации фазовым превращением рассматриваются смещения атомов, определяемые только колебательными степенями свободы. На самом деле твердое тело под нагрузкой представляет открытую систему ядер и электронов, находящуюся в смешанном состоянии. Динамика атомов в открытой системе является неадиабатической [3,4]. Наряду с колебательными степенями свободы необходимо

учитывать неадиабатические переходы атомов между пересекающимися гиперповерхностями потенциальной энергии (туннелирование Ландау–Зинера [5,6]). С этой точки зрения деформация твердого тела под нагрузкой отражает процессы релаксации неравновесной системы, определяемые и колебательными и электронными степенями свободы. Экспериментально проявляются все степени свободы и определяемые ими механизмы релаксации.

Строгое решение уравнений неадиабатической молекулярной динамики для деформируемого твердого тела практически невозможно. Нужны другие подходы к решению задачи о зарождении и распространения фронтов локализованной деформации в теле под нагрузкой, учитывающие неадиабатические переходы атомов. Один из таких подходов предлагается ниже.

2. Обобщение экспериментальных данных

Экспериментальное исследование кинетики деформационных фронтов было проведено на никелиде титана (NiTi) состава 55.96 wt.% Ni + 44.04 wt. Ti [7]. Сплав деформируется за счет фазового превращения $B2 \rightarrow B19'$ [2]. Из листов толщиной 2 mm были электроискровым способом вырезаны плоские образцы с размерами рабочей части 40×6 mm. Они растягивались при 300 K на машине Walter Bay AG. Одновременно методом корреляции цифровых спекл-изображений [8] регистрировалось поле локальных перемещений на поверхности образца. Полученные изображения деформируемого образца с наложенными на них спекл-картинами регистрировались цифровой видеокамерой

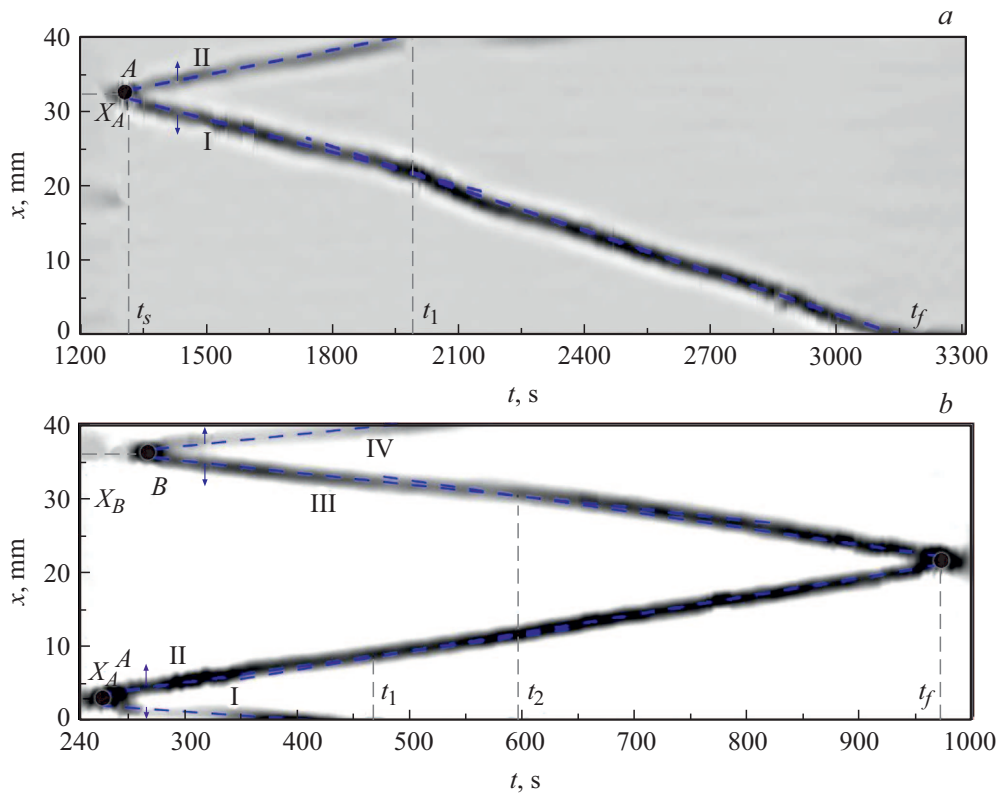


Рис. 1. Хронограммы движения полос деформации в никелиде титана. Движение одного фронта (а); встречное движение двух фронтов (b).

Point Grey FL3-GE-50S5M-C, оцифровывались и запоминались. Компьютерная обработка полученных изображений позволяла построить поля перемещений точек поверхности образца $r(x, y)$, а затем путем дифференцирования по координатам x и y найти пространственно-временные распределения локальных компонент тензора дисторсии для образца.

В таком представлении очаги деформации на фоне изображения рабочей поверхности образца представляются в виде темных пятен, контраст которых определяется амплитудой локализованной деформации. Треки этих пятен визуализируют фронты фазового превращения. Это позволяет измерять скорости движения фронтов и выявлять области их зарождения и аннигиляции.

Обобщенные данные о кинетике движения деформационных фронтов в никелиде титана при прямом деформационно-индуцированном фазовом превращении на площадке текучести указывают на два варианта протекания процесса. Первый из них показан на хронограмме рис. 1, а. Здесь деформация при нагружении реализуется формированием одной полосы А в зоне с координатой $x_A = 33$ mm в момент времени $t_s = 1280$ s. Фронты этой полосы I и II движутся к границам рабочей части образца. Когда фронт II уходит с рабочей части образца, скорость фронта I возрастает. Превращение и площадка текучести заканчиваются в момент $t_f = 3125$ s при деформации $\epsilon_f = 0.065$.

Второй вариант, показанный на рис. 1, b, демонстрирует одновременное зарождение двух деформационных полос в точках с координатами $x_A = 3$ mm и $x_B = 36$ mm. Каждая из полос имеет два подвижных фронта (полоса А — фронты I и II, полоса В — фронты III и IV). Фронты I и IV движутся к захватам и уходят с рабочей части образца. Оставшиеся фронты II и III при встрече аннигилируют в момент времени $t_f = 990$ s (рис. 1, b), что отвечает окончанию фазового превращения и площадке текучести на кривой нагружения.

3. Модель развития деформации превращения

В предлагаемой модели рассматривается однородное изотропное твердое тело. Под действием приложенного напряжения σ_{macro} образец деформируется одноосным растяжением вдоль оси x с постоянной скоростью деформации $\dot{\epsilon}_{\text{macro}}$. Зависимость приведенного напряжения $\sigma = \sigma_{\text{macro}}/E$ от ϵ_{macro} на стадии неупругой деформации представляет линейную функцию (здесь E — модуль Юнга) и определяется превращением аустенита в мартенсит. В конце стадии неупругой деформации величина деформации и напряжения равны ϵ_1, σ_1 соответственно. Весь объем образца находится в мартенситном состоянии. Аустенитная и мартенситная фазы различаются характером химической связи, близким порядком,

упругими постоянными, плотностью и пр. Пусть $U_A(\sigma)$, $U_M(\sigma)$ — потенциальные энергии аустенитной и мартенситной фаз соответственно. При $\sigma = 0$ $U_M > U_A$, аустенитная фаза стабильна. При $\sigma = \sigma_1$ $U_M < U_A$ устойчива мартенситная фаза. Обе фазы имеют одинаковую устойчивость при $\sigma = \sigma_{el}$. При $\sigma > \sigma_{el}$ аустенит метастабилен.

В классическом подходе рассматриваются распределения атомов с близкими порядками γ_A , γ_M характерными для аустенитной и мартенситной фаз, соответственно. Релаксация системы определяется переходами через потенциальный барьер при тепловых флуктуациях. На вершине потенциального барьера аустенитная фаза становится неустойчивой относительно возбуждения ближнего порядка, характерного для мартенситной фазы. Вероятность его возбуждения есть функция высоты потенциального барьера, уровня напряжения и температуры. При достижении порогового напряжения $\sigma_C > \sigma_1$ система становится неустойчивой относительно волны смещений атомов $\sim \exp[i\omega_c t - \mathbf{k}_c x]$ с частотой ω_c и волновым вектором \mathbf{k}_c . Развитие неустойчивости сопровождается превращением аустенита в мартенсит. При напряжении $\sigma < \sigma_C \operatorname{Re} \omega_c < 0$, и фазовое превращение не должно развиваться. На самом деле фазовое превращение происходит при $\sigma_{el} < \sigma < \sigma_C$.

Открытая система находится в смешанном состоянии, которое можно рассматривать как некогерентную смесь чистых состояний (состояний изолированной системы) [9]. Каждое чистое состояние с номером j определяется характерным для него ближним порядком γ_j и потенциальной энергией U_j . Интерес представляют состояния с энергиями $J_M < U_j < U_A$. В открытой системе необходимо рассматривать второй канал релаксации, определяемый неадиабатическими переходами Ландау-Зинера [5,6] между различными энергетическими уровнями системы ядер и электронов. При таких переходах меняются химические связи и возбуждаются кластеры атомов с ближним порядком γ_j со структурой, нехарактерной для исходной (аустенитной) фазы. Ближний порядок такого типа был назван динамическим [10]. Естественно рассматривать динамический ближний порядок, возбуждение которого сопровождается понижением химической составляющей потенциальной энергии. Обозначим концентрацию кластеров такого динамического ближнего порядка на больших пространственных и временных масштабах через φ . В однородной аустенитной фазе при $\sigma < \sigma_{el}$ концентрация кластеров динамического ближнего порядка $\varphi = 0$. В идеальной мартенситной фазе (однодоменная структура без каких-либо дефектов) $\varphi = 1$.

Из-за разницы параметров кристаллических решеток упругая энергия аустенитной фазы с возбужденным динамическим ближним порядком повышается. При достижении порогового значения φ может возбуждаться неустойчивая колебательная мода смещений. В результате релаксации системы устанавливается устойчивое

распределение смещений атомов, определяющих упругую ε_{el} и неупругую деформацию фазовым превращением аустенита в мартенсит ε_{ph} при напряжении $\sigma < \sigma_1$.

Общая локальная деформация в момент времени t равна

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon_{el}(x, t) + \varepsilon_{ph}(x, t). \quad (1)$$

Вблизи порога устойчивости упругая деформация в одномерном случае [11,12] может быть записана в виде

$$\varepsilon_{el}(x, t) = \varepsilon_0[\eta(x, t) \exp(ik_c x) + c. c.] + \dots \quad (2)$$

Здесь $\eta(x, t)$ — комплексная амплитуда неустойчивой моды, t — время, ε_0 — упругая деформация на пороге устойчивости, $c. c.$ означает комплексное сопряжение, многоточие — члены более высокого порядка малости. В линейном приближении локальная деформация фазовым превращением

$$\varepsilon_{ph}(x, t) = \varphi(x, t)\varepsilon_\varphi. \quad (3)$$

Здесь ε_φ — деформация, определяемая полным превращением аустенита в мартенсит, причем $\varepsilon_\varphi \approx 10^{-1}$, а $\varepsilon_0 \ll \varepsilon_\varphi$.

В предположении постоянства величины ε_φ скорость деформации

$$\dot{\varepsilon}(x, t) = \dot{\varepsilon}_{ph}(x, t)\varepsilon_\varphi + \dot{\varepsilon}_{el}(x, t). \quad (4)$$

Смещения атомов при деформации должны протекать так, чтобы средняя по длине образца скорость деформации $\langle \dot{\varepsilon}(x, t) \rangle$ удовлетворяла условию

$$\langle \dot{\varepsilon}(x, t) \rangle \gg \dot{\varepsilon}_{macro}. \quad (5)$$

При постоянной скорости макродеформации знак равенства имеет место в случае монотонной зависимости напряжения от однородной деформации. В противном случае на зависимости напряжения от деформации проявится скачок деформирующего напряжения. В физике, следуя Ландау [5], амплитуду неустойчивой моды η принято называть параметром порядка. Поэтому далее переменные φ , η будем называть динамическими параметрами порядка (ДПП). Определение „динамический“ подчеркивает, что релаксация неравновесной системы инициируется динамическим ближним порядком.

Кинетическое уравнение для $\eta(x, t)$ на больших пространственных и временных масштабах есть вещественное уравнение Гинзбурга–Ландау [13]:

$$t_\eta \frac{\partial \eta}{\partial t} = p_1(\sigma, \varphi)\eta - p_3(\sigma)\eta^3 + l_\eta^2 \Delta \eta, \quad (6)$$

в котором величины $t_\eta \sim \omega_c^{-1}$, $l_\eta \sim k_c^{-1}$ имеют смысл характерного времени и длины изменения η , параметр $p_1(\sigma, \varphi)$ определяет порог устойчивости, коэффициент $p_3 > 0$. В линейном приближении

$$p_1(\sigma, \varphi) = a(\sigma) + p_2(\sigma)\varphi, \quad (7)$$

где параметр $a < 0$ — порог устойчивости при $\varphi = 0$, параметр $p_2 > 0$. Положительный знак p_2 означает, что

динамический ближний порядок снижает порог устойчивости. При $p_1 < 0$ уравнение (6) имеет единственное решение $\eta_0 = \eta = 0$. При $p_1 > 0$ $\eta_h = \eta = (p_1/p_3)^{1/2}$.

Уравнение эволюции для ДПП φ можно получить в рамках подходов Гинзбурга–Ландау и Ландау–Халатникова. Разложение плотности потенциальной энергии $u_j(\varphi, \eta, \sigma)$ в ряд по степеням φ и градиентам φ запишем как

$$u_j(\varphi, \eta, \sigma) = u_A(\sigma) + \left[\frac{-\alpha(\sigma)\varphi^2}{2} - \frac{q_1(\sigma)\varphi^3}{3} + \frac{q_2(\sigma)\varphi^4}{4} + \frac{q(\sigma)|\eta|\varphi^2}{2} + \frac{g(\nabla\varphi)^2}{2} + \dots \right]. \quad (8)$$

Здесь $\alpha, q_1 > 0, q_2 > 0, g > 0$ — коэффициенты разложения. Параметр α может быть как положительным. При $\alpha > 0$ потенциальная энергия системы понижается. Второе слагаемое в квадратных скобках определяет бистабильность системы. С учетом (8) уравнение Ландау–Халатникова ($\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\Gamma \frac{\partial u}{\partial \varphi}$), (Γ — кинетический коэффициент) принимает вид

$$t_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial t} = [\alpha(\sigma) - q(\sigma)\eta]\varphi + q_1\varphi^2 - q_2\varphi^3 + l_\varphi^2 \Delta\varphi. \quad (9)$$

Здесь параметры $t_\varphi = \Gamma^{-1}$, $l_\varphi = (g)^{1/2}$ имеют смысл характерного времени и характерной длины изменения φ соответственно. Учитывая квантовое происхождение динамического ближнего порядка, параметры в уравнении (9) от температуры явно не зависят. В дальнейшем η считается вещественным.

Уравнения (6) и (9) образуют систему параболических нелинейных уравнений, описывающих эволюцию внутренней структуры на больших пространственных и временных масштабах. Решения в виде автоволн (бегущих фронтов) характерны для этих уравнений.

Вводя безразмерные переменные

$$\tilde{t} = t/t_\varphi, \quad \tilde{x} = x/l_\varphi, \quad \tilde{\eta} = \eta p_3^{1/2}, \quad \tilde{\varphi} = \varphi q_3^{1/2}, \quad (10)$$

можно придать уравнениям (6), (9) с учетом (7) вид (знак „~“ опускается)

$$\tau \partial_t \eta = (a + d\varphi)\eta - \eta^3 + l^2 \partial_x^2 \eta, \quad (11)$$

$$\partial_t \varphi = (\alpha - c\eta)\varphi + \beta\varphi^2 - \varphi^3 + \partial_x^2 \varphi. \quad (12)$$

Здесь

$$\tau = \frac{t_\eta}{t_\varphi}, \quad l = \frac{l_\eta}{l_\varphi}, \quad (13)$$

$$\beta = q_2 q_3^{-2/3}, \quad d = p_2 q_3^{-1/2}, \quad c = q p_3^{-1/2}. \quad (14)$$

Уравнение (11) при $\varphi = \text{const}$ имеет два однородных стационарных решения $\eta_0 = \eta = 0$ и $\eta_h = (a + d\varphi)^{1/2}$. Решение η_0 абсолютно устойчиво (неустойчиво) при $a + d\varphi < 0$ ($a + d\varphi > 0$). При $\eta = 0$ уравнение (12) имеет два однородных стационарных решения $\varphi_0 = \varphi = 0$ и $\varphi_h = \frac{\beta}{2} + \left(\frac{\beta^2}{4} + \alpha\right)^{1/2}$. Решение φ_0 абсолютно устойчиво,

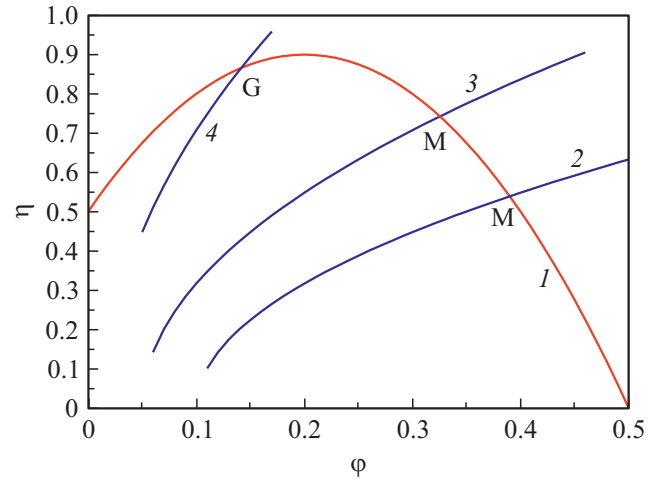


Рис. 2. Нуль-изоклины уравнений (16) и (17). Кривая 1 — нуль-изоклина уравнения (17), кривые 2–4 — нуль-изоклины уравнения (16). Параметр d (4) $>$ d (3) $>$ d (2). Число в скобке указывает номер кривой.

устойчиво, метастабильно, неустойчиво при $\alpha < -\frac{\beta^2}{4}$, $-\frac{\beta^2}{4} < \alpha < -\frac{2\beta^2}{9}$, $-\frac{2\beta^2}{9} < \alpha < 0$, $\alpha > 0$ соответственно. При $\alpha > 0$ малое возмущение φ нарастает. Решение φ_h стабильно при $-\frac{2\beta^2}{9} < \alpha < 0$.

Бегущий фронт (волна переключения [7]) переводит систему из метастабильного или неустойчивого состояния η_0, φ_0 в устойчивое однородное состояние $\eta_s > 0, \varphi_s > 0$. Стандартный анализ устойчивости показывает, что решение η_0, φ_0 неустойчиво относительно малых однородных и неоднородных возмущений $\delta\varphi, \delta\eta \sim \exp[i\omega t - kx]$ с частотой ω и волновым вектором $k = 0$ при $l > 1$ и

$$a + \tau\alpha > 0. \quad (15)$$

При $a < 0$ это неравенство выполняется при $\alpha > 0$ и $\tau \gg 1$. Отсюда следует, что деформация фазовым превращением контролируется скоростью релаксации упругой энергии. Однородные стационарные решения η_s, φ_s определяются точками пересечения кривых

$$H = (a + d\varphi) - \eta^2 = 0, \quad (16)$$

$$\Phi = (\alpha - c\eta) + \beta\varphi - \varphi^2 = 0. \quad (17)$$

Типичные точки пересечения G, M , в которых оба ДПП не равны нулю, показаны на рис. 2. В точке M ДПП η_s и соответственно величина деформации больше, чем в точке G . Поэтому в дальнейшем рассматриваются решения в точке M . Это решение устойчиво относительно малых однородных и неоднородных возмущений при выполнении неравенства

$$\bar{a} = a + d\varphi_h > 0. \quad (18)$$

Из (11) следует, что скорость нарастания η и, следовательно, скорость релаксации упругой энергии определяется величиной \bar{a} в (18). При $\varphi_h = \text{const}$ выполнение неравенства (18) определяется константой связи d .

С одной стороны, чем больше d , тем больше скорость релаксации упругой энергии. С другой стороны, уменьшается φ_s . Отсюда следует, что с увеличением скорости деформации степень превращения и длина площадки текучести должны уменьшаться. Именно это и наблюдается в экспериментах [7].

4. Рождение и распространение бегущих фронтов

Неоднородные решения $\varphi(x, t)$, $\eta(x, t)$, описывающие рождение и распространение бегущего фронта, получены численным решением связанной системы уравнений (11), (12). Ниже приведены результаты расчетов при следующих значениях параметров

$$\alpha = 0.05, \beta = 0.4, c = 0.1, d = 1, \tau = 2, l = 2. \quad (19)$$

Для данных параметров $\varphi_s \approx 0.34$, $\eta_s = 0.59$, $\varphi_h \approx 0.5$. Условие (18) выполняется. Начальное возмущение для переменной φ взято в виде $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 \exp[-\sigma_\varphi(x - x_0)^2]$. Здесь $\Delta\varphi_0 = 0.05$, $\sigma_\varphi = 1$, $x_0 = 0$ — амплитуда, дисперсия и координата возмущения соответственно. Начальное возмущение для переменной η взято стохастическим с амплитудой $0 \leq \Delta\eta(x) \leq 10^{-3}$.

На рис. 3 приведено распределение динамических параметров η , φ в различные моменты времени. Начальное возмущение задано в точке $x = 0$. Видно, что вначале переменная φ нарастает до стационарного значения $\varphi_h \approx 0.5$ в области с размером порядка $\Delta x \approx 20$ за время $t \approx 90$. Переменная η близка к нулю. Из-за неустойчивости состояния φ_h , η_0 переменная η начинает возрастать, а φ уменьшаться до стационарных значений φ_s , η_s . Формируется устойчивый фронт, движущийся с постоянной скоростью $v \sim \frac{l\varphi}{t_\omega} = 1$, что соответствует ситуации, показанной на рис. 1, а.

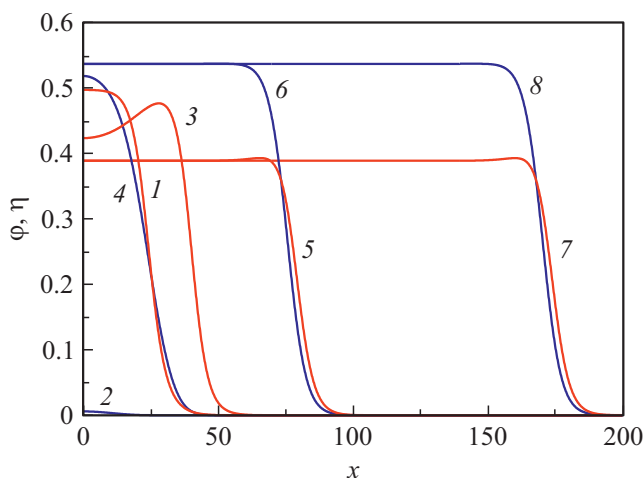


Рис. 3. Распределение динамических параметров порядка φ (кривые 1, 3, 5, 7) и η (кривые 2, 4, 6, 8) в моменты времени $t = 90$ (кривые 1, 2), 120 (кривые 3, 4), 200 (кривые 5, 6), 400 (кривые 7, 8).

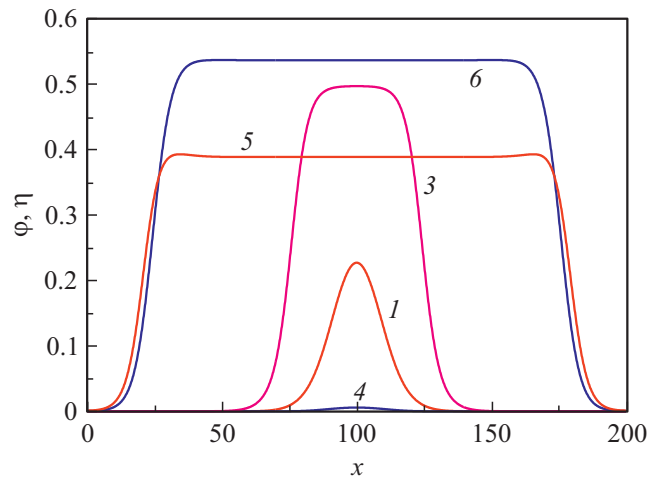


Рис. 4. Распределение динамических параметров порядка φ (кривые 1, 3, 5) и η (кривые 4, 6) в моменты времени $t = 60$ (кривая 1), 90 (кривые 3, 4), 200 (кривые 5, 6). Начальное возмущение задано в центре расчетной области.

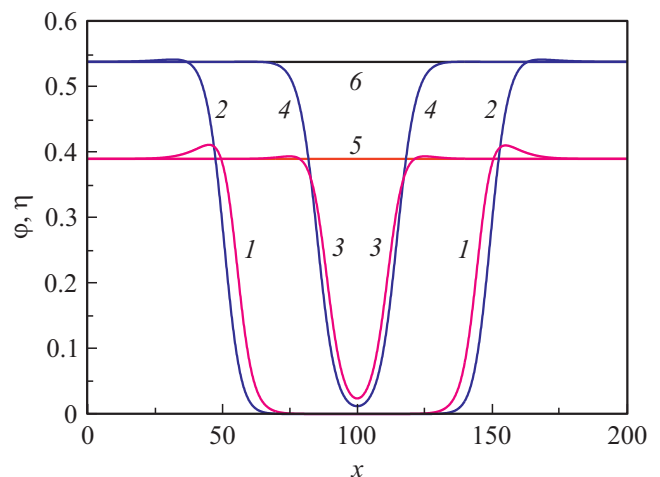


Рис. 5. Распределение динамических параметров порядка φ (кривые 1, 3, 5) и η (кривые 2, 4, 6) в движущихся навстречу друг другу двух фронтов в моменты времени $t = 150$ (кривые 1, 2), 220 (кривые 3, 4), 280 (прямые 5, 6).

Развитие начального возмущения фазового превращения сопровождается образованием двух фронтов, движущихся в противоположных направлениях (рис. 4). На этом рисунке начальное возмущение задано в центре расчетной области. Таким образом, если имеются два фронта, движущихся навстречу друг другу, то при встрече они аннигилируют, и устанавливается устойчивое стационарное состояние (рис. 4). Этот случай отвечает рис. 1, б.

Увеличение скорости макроскопической деформации возможно при увеличении скоростей изменения ДПП (см. уравнения (4), (5)). Величина φ определяется коэффициентом α в (12). Большему значению α соответствует большее напряжение. Величина η определяется коэффициентом d в (11). При увеличении d уменьшается

стационарное значение φ (рис. 5) и, следовательно, величина деформации. Отсюда следует, что увеличение скорости макродеформации сопровождается ростом деформирующего напряжения и уменьшением длины площадки текучести. С увеличением скорости деформации все больший вес приобретают вклады, определяемые релаксацией упругой энергии при образовании носителей необратимой деформации в мартенситной фазе. С ними связана необратимая деформация, которая остается после полной разгрузки образца. Поэтому большим скоростям деформации соответствуют большие значения остаточной деформации.

5. Заключение

Образование автоволн локализованной неупругой деформации под действием растягивающей нагрузки определяется процессами релаксации неравновесной открытой системы ядер и электронов. Ключевая роль отводится неадиабатическим переходам атомов между различными состояниями неравновесной системы ядер и электронов. Неадиабатические переходы атомов определяются изменением химических связей при фазовом превращении и возбуждением динамического ближнего порядка. Локализация динамического ближнего порядка инициирует смещения атомов, определяемые колебательными степенями свободы. Этот механизм релаксации проявляется как неупругая обратимая деформация фазовым превращением.

Благодарности

Авторы благодарны А.И. Лоткову и В.И. Данилову за обсуждение результатов работы и полезные советы.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики прочности и материаловедения СО РАН; проект № III.23.1.2.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Л.Б. Зуев. Автоволновая пластичность. Локализация и коллективные моды. Физматлит, М. (2018). 207 с.
- [2] K. Otsuka, K. Shimizu. *Int. Met. Rev.* **31**, 93 (1986).
- [3] H.R. Kapral. *J. Phys.: Condens. Mater.* **27**, 073201 (2015).
- [4] J.C. Tully. *Int. J. Quant. Chem.* **25**, 299 (1991).
- [5] L. Landau. *Phys. Z. Sowjetunion* **2**, 46 (1932).
- [6] C. Zener. *Proc. R. Soc. A* **137**, 696 (1932).
- [7] В.И. Данилов, В.В. Горбатенко, Л.Б. Зуев, Л.В. Данилова, Д.В. Орлова. *ЖТФ*. В печати.

- [8] M. Sjö Dahl. *Digital Speckle Pattern Interferometry and Related Techniques* / Ed. P.K. Rastogi. John Wiley and Sons, N. Y. (2001). P. 289–336.
- [9] Ю.А. Хон. *ФТТ*. **62**, 943 (2020).
- [10] V.E. Egorushkin, N.V. Mel'nikova. *JETP* **76**, 116 (1993).
- [11] M.C. Cross, P.C. Hohenberg. *Rev. Mod. Phys.* **65**, 854 (1993).
- [12] I.S. Aranson. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 99 (2002).
- [13] P.C. Hohenberg, A.P. Krekhov. *Phys. Rep.* **572**, 1 (2015).

Редактор Д.В. Жуманов