

01,14

Динамика атомов и пластическая деформация металлов при периодических нагрузках

© Ю.А. Хон

Институт физики прочности и материаловедения им. В.Е. Панина СО РАН,
Томск, Россия

E-mail: khon@ispms.ru

Поступила в Редакцию 21 декабря 2025 г.

В окончательной редакции 13 апреля 2026 г.

Принята к публикации 13 апреля 2026 г.

Работа посвящена выяснению механизма падения деформирующего напряжения при квазистатической деформации с дополнительной периодически меняющейся нагрузкой. На основе анализа уравнений неадиабатической молекулярной динамики показано, что в открытой системе ядер и электронов имеется механизм образования двойного кинка на линии дислокации или фазового превращения, не связанный с термическими флуктуациями. Этот механизм имеет квантовое происхождение, является атермическим и определяется неадиабатическими переходами атомов Ландау–Зинера. Вероятность атермических смещений атомов при таких переходах возрастает с увеличением скорости смещений атомов при дополнительном периодическом воздействии. Показано, что неадиабатические переходы атомов Ландау–Зинера при таком воздействии приводят к увеличению скорости пластической деформации и скачку деформирующего напряжения.

Ключевые слова: дислокация, фазовое превращение, импульсная нагрузка, открытая система, неадиабатические переходы атомов, акустопластический эффект.

DOI: 10.61011/FTT.2026.04.63315.354-25

1. Введение

Квазистатическая пластическая деформация металлов при дополнительном внешнем воздействии на деформируемый образец сопровождается появлением на кривых течения участков с отрицательным коэффициентом деформационного упрочнения. Показательным примером такого воздействия является осциллирующая деформация звуковой либо ультразвуковой частоты [1]. Это явление, получившее название акустопластического эффекта (АПЭ), наблюдается при всех температурах, как при дислокационном механизме пластической деформации, так и при деформации фазовым превращением. Обнаружена низкая чувствительность акустопластической деформации к температуре [2] и скорости квазистатической деформации [3]. В экспериментальном плане основные закономерности АПЭ к настоящему времени достаточно полно изучены для различного класса материалов (металлы с различной кристаллической структурой, сплавы и пр.) [4–6]. АПЭ нашел широкое применение в процессах обработки металлов [7,8], сварки трением с перемешиванием [9,10], лазерной сварки металлов в аддитивных технологиях [11,12], при нанесении покрытий [13].

Что касается механизма АПЭ, то здесь ситуация более сложная. Наибольшее распространение получили модели АПЭ и их применение, основанные на механизме суперпозиции напряжений [14–19]. В этих моделях рассматривается механизм термически активируемого движения дислокаций, и связь между скоростью макро-

скопической пластической деформации $\dot{\epsilon}_p$ и деформирующим напряжением σ задается в виде

$$\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon}_0 \exp\left[-\frac{U_a(\sigma_*)}{k_B T}\right], \quad (1)$$

где U_a — энергия активации, $\sigma_* = \sigma - \sigma_f - \sigma_p$ — эффективное напряжение, σ_f — напряжение, обусловленное внутренним трением для дефектов, σ_p — напряжение в образце, определяемое генерацией в нем дефектов, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, $\dot{\epsilon}_0$ — предэкспоненциальный множитель, зависящий от плотности подвижных дислокаций и обычно считающийся постоянным.

При определенном прогрессе в описании АПЭ модель суперпозиции напряжений нельзя признать полностью согласованной с наблюдаемыми экспериментальными результатами. Во-первых, механизм суперпозиции напряжений не всегда выполняется [4]. Во-вторых, частота импульсной нагрузки в формуле (1) явно не присутствует. В-третьих, АПЭ наблюдается в сплавах с памятью формы [20], деформация которых осуществляется не дислокационным скольжением, а термоупругим мартенситным превращением [21].

Сам факт акустопластического эффекта в сплавах с памятью формы означает наличие дополнительного атермического механизма деформации. Но происхождение этого механизма в рамках существующих моделей дислокационного скольжения остается неясным. Возможная причина такого положения дел состоит в том, что существующие модели движения дислокаций

(как и фазовых превращений) основаны на адиабатическом приближении Борна–Оппенгеймера [22]. В этом приближении предполагается, что электроны мгновенно подстраиваются под медленные движения ядер, а ядра движутся в потенциальном поле, создаваемом электронной подсистемой. При адиабатическом движении электроны не переходят из одного состояния в другое, напротив, сами электронные состояния постепенно деформируются при ядерных смещениях [23]. А это имеет место либо в стационарном состоянии системы, либо при его медленном изменении. В адиабатическом приближении частота перехода через потенциальный барьер, разделяющий стационарные состояния системы, определяется механизмом термических флуктуаций.

Известно, что адиабатическое приближение выполняется в том случае, когда кинетическая энергия ядер мала по сравнению с шириной энергетической щели, разделяющей электронные состояния [23]. В противном случае следует учитывать связь между ядерным и электронным движением. Еще в работах [24–26] на примере двухатомной системы было показано, что вблизи точки пересечения двух кривых потенциальной энергии системы в различных электронных состояниях, возможны переходы атомов с одной кривой потенциальной энергии на другую. Такие переходы получили название неадиабатических переходов Ландау–Зинера (LZ). Вероятность неадиабатических переходов зависит от кинетической энергии атомов и не зависит от температуры.

Метод точного описания связанного движения электронов и ядер в многоатомной системе дан в работе [23]. В представлении Борна–Хуана (ВН) вклад неадиабатических связей в динамику атомов зависит от кинетической энергии ядер и ширины энергетической щели, разделяющей электронные состояния. Неадиабатические эффекты происходят в области конфигурационного пространства ядер, где ширина энергетической щели электронов между основным и другими электронными состояниями мала. Уравнения, описывающие динамику ядер и электронов в этом случае, известны и являются основой неадиабатической молекулярной динамики (см., например, [23,27–29]). Решение системы большого числа связанных нелинейных уравнений возможно лишь численными методами и для систем, в которых число атомов не превышает нескольких сотен или тысяч атомов. Работы в этом направлении (например, [30–32]) публикуются в основном в журналах химического профиля. В деформируемом кристалле приходится рассматривать число атомов, сравнимое с числом Авогадро. Поэтому численное решение задачи о движении дислокации либо фазового превращения с учетом вклада неадиабатических связей между ядрами и электронами вряд ли возможно. Тем не менее, качественные выводы о механизме и проявлении АПЭ в кристаллах, деформируемых как дислокационным скольжением, так и фазовым превращением, могут быть сделаны и без численного решения уравнений.

2. Модель деформируемого кристалла

Деформируемый кристалл с дислокацией рассматривается как система N атомов, координаты которых $\mathbf{R} = \{R^1, \dots, R^N\}$ меняются со временем деформирования $t = \varepsilon/\dot{\varepsilon}$. Здесь ε и $\dot{\varepsilon}$ — величина квазистатической деформации кристалла и ее скорость при деформирующем напряжении σ_{qs} соответственно. Зависимость $\sigma_{qs} = \sigma_{qs}(\varepsilon)$ и коэффициент деформационного упрочнения $\theta = d\sigma_{qs}/d\varepsilon$ предполагаются известными. Каких-либо ограничений на химический состав и структуру кристалла не накладывается. Для определенности рассматривается одноосное растяжение вдоль оси x .

При озвучивании дополнительное периодически меняющееся напряжение задано в виде

$$\sigma_v(t) = \sigma_{v0} \sin(2\pi\nu t). \quad (2)$$

Здесь σ_{v0} и ν — амплитуда и частота соответственно. Деформирующее напряжение при квазистатической деформации кристалла с озвучиванием

$$\sigma(t) = \sigma_{qs}(t) + \sigma_v(t). \quad (3)$$

Предполагается, что $\sigma_{v0} \ll \sigma_{qs}$, и периодическая нагрузка при $\sigma_{qs} = 0$ вызывает только знакопеременную с частотой ν упругую деформацию. Деформация образца также меняется по гармоническому закону с амплитудой $\varepsilon_{v0} = \sigma_{v0}/G$. Здесь G — соответствующий модуль упругости.

При напряжении σ_{qs} кристалл с дислокацией (или в сверхструктуре В2) находится в метастабильном состоянии, атомы и дислокация колеблются вблизи положений равновесия. Имеется множество таких метастабильных состояний, соответствующих различным распределениям ядер и электронов. Элементарный акт пластической деформации при увеличении напряжения на $\Delta\sigma$ состоит в смещении дислокации на одно межатомное расстояние. При этом акте атомы переходят из одного метастабильного состояния в другое метастабильное состояние. Смещение дислокации происходит в два последовательных этапа [33]. На первом этапе с вероятностью P_{th} на линии дислокации образуется двойной кинк. На втором этапе двойной кинк быстро распространяется вдоль линии дислокации. При этом электронная подсистема на каждом этапе мгновенно подстраивается к другому распределению ядер. Смещение дислокации контролируется частотой образования двойного кинка. При фазовом превращении элементарный акт деформации при увеличении напряжения на $\Delta\sigma$ определяется переходом атома из положения, характерного для сверхструктуры В2, в положение, характерное для сверхструктуры В19' [21]. Элементарный акт пластической деформации либо фазового превращения определяется, в конечном счете, динамикой ядер и электронов.

Строгое решение задачи о динамике ядер и электронов в деформируемом кристалле предполагает нахождение зависящей от времени волновой функции

$\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t)$ из нестационарного уравнения Шредингера $H\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t)}{\partial t}$. Здесь \mathbf{r} — совокупность координат электронов, H — гамильтониан системы. В представлении ВН [23]

$$\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t) = \sum_j \Omega_j(\mathbf{R}, t) \Phi_j(\mathbf{r}; \mathbf{R}). \quad (4)$$

Здесь $\Omega_j(\mathbf{R}, t)$ — волновая функция ядер, $\Phi_j(\mathbf{r}; \mathbf{R})$ — волновая функция электронов в j -м квантовом состоянии системы. Обозначение „ \mathbf{R} “ означает, что \mathbf{R} входит в волновую функцию электронов как параметр. Волновые функции электронов образуют полную систему ортонормированных волновых функций ($\langle \Phi_k | \Phi_j \rangle = \delta_{kj}$). Разложение (4) выражает волновую функцию кристалла в виде суперпозиции электронных состояний, вклад каждого состояния определяется амплитудой $\Omega_j(\mathbf{R}, t)$. При этом $\Omega_j(\mathbf{R}, t) = \int \Phi_j^* \Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}$. Функция распределения (ФР) атомов в j -м квантовом состоянии $\rho_j(\mathbf{R}) = |\Omega_j(\mathbf{R})|^2$. После подстановки (4) в нестационарное уравнение Шредингера, умножения слева на Φ_j^* и интегрирования по координатам электронов, находятся уравнения, описывающие движение ядер,

$$i\hbar \frac{\partial \Omega_j(\mathbf{R}, t)}{\partial t} = \left[- \sum_\gamma \frac{\hbar^2}{2M_\gamma} \nabla_\gamma^2 + E_j(\mathbf{R}) \right] \Omega_j(\mathbf{R}, t) + \sum_k F_{jk}(\mathbf{R}) \Omega_k(\mathbf{R}, t). \quad (5)$$

Здесь i — мнимая единица, \hbar — постоянная Планка, M_γ — масса ядра с координатами R^γ ($\gamma = 1, \dots, N$), функция $E_j(\mathbf{R})$ определяется электронной подсистемой при фиксированном распределении ядер и носит название поверхности потенциальной энергии (ППЭ) в N -м состоянии системы. ППЭ представляет гиперповерхность в $3N$ -мерном пространстве с характерным для нее распределением минимумов и разделяющих их потенциальных барьеров. ППЭ находится из решения стационарного уравнения Шредингера

$$H_{el}(\mathbf{r}; \mathbf{R}) \Phi_j(\mathbf{r}; \mathbf{R}) = E_j(\mathbf{R}) \Phi_j(\mathbf{r}; \mathbf{R}). \quad (6)$$

Здесь H_{el} — гамильтониан электронов. Зная распределение электронов, можно найти потенциальную энергию системы $E_j[\mathbf{R}]$ в j -м квантовом состоянии. Матричные элементы операторов импульса и кинетической энергии в (5)

$$F_{ji}(\mathbf{R}) = \int d\mathbf{r} \Phi_j^*(\mathbf{r}; \mathbf{R}) \left[- \sum_\gamma \frac{\hbar^2}{2M_\gamma} \nabla_\gamma^2 \right] \Phi_i(\mathbf{r}; \mathbf{R}) + \sum_\gamma \frac{1}{M_\gamma} \left\{ \int d\mathbf{r} \Phi_j^*(\mathbf{r}; \mathbf{R}) - [i\hbar \nabla_\gamma] \Phi_i(\mathbf{r}; \mathbf{R}) \right\} [i\hbar \nabla_\gamma]. \quad (7)$$

Своим происхождением они обязаны оператору кинетической энергии ядер и определяют неадиабатические связи между ядерной и электронной подсистемой.

В представлении ВН нахождение зависящей от времени волновой функции многоатомной системы состоит из двух этапов. На первом этапе из уравнений (6) находится спектр ППЭ $E_j(\mathbf{R})$, а на втором этапе из уравнений (5) находится зависящая от времени волновая функция ядер. Таким образом, система нелинейных уравнений (5)–(7) дает точное описание динамики ядер и электронов в кристалле при его деформации.

3. Адиабатическая и неадиабатическая динамика атомов в деформируемом кристалле

При деформации кристалла траектории атомов, расположенные вначале на ППЭ $E_k(\mathbf{R})$, вынуждены переходить на ППЭ $E_{k+1}(\mathbf{R})$. Скорость деформации определяется скоростью перехода с одной ППЭ на другую. В металлах электронный энергетический спектр квазинепрерывный, неадиабатические связи между ядерной и электронной подсистемой могут сказываться на динамике атомов в кристалле. Оценим вначале величину энергетического интервала ΔE , разделяющего две соседние ППЭ. При напряжении $\sigma = \sigma_k$ траектории атомов находятся на ППЭ $E_k(\mathbf{R})$, потенциальная энергия единицы объема кристалла $E_k[\mathbf{R}] = \sigma_k^2/2G$. При напряжении $\sigma = \sigma_k + \Delta\sigma$ траектории атомов оказываются на ППЭ $E_{k+1}(\mathbf{R})$, потенциальная энергия единицы объема кристалла $E_{k+1}[\mathbf{R}] = \sigma_{k+1}^2/2G$. Разность $\Delta E = E_{k+1} - E_k \approx \sigma_k \Delta\sigma/G$. Величина $\Delta\sigma = \theta \Delta\epsilon$. При $\frac{\sigma_k}{G} \approx 10^{-3}$, $\Delta\epsilon \approx 10^{-3}$, $\theta \approx 10^{-3}G$, $G \approx 10^{-1}$ eV/atom находим $\Delta E \approx 10^{-9}$ eV/atom.

В адиабатическом приближении в (5) $F_{jk}(\mathbf{R}) \cong 0$, две соседние ППЭ $E_k(\mathbf{R})$ и $E_{k+1}(\mathbf{R})$ не пересекаются. В начальный момент времени ядра находятся на ППЭ $E_k(\mathbf{R})$, а их динамика полностью определяется рельефом этой ППЭ. При увеличении напряжения потенциальная энергия $E_k[\mathbf{R}]$ возрастает и становится больше $E_{k+1}[\mathbf{R}]$. Переход траекторий атомов с ППЭ $E_k(\mathbf{R})$ на $E_{k+1}(\mathbf{R})$ возможен только через потенциальный барьер высотой $U_a(\sigma)$, разделяющий эти ППЭ. При механизме термических флуктуаций вероятность перехода

$$P_{th} = \exp \left[- \frac{U_a(\sigma)}{k_B T} \right]. \quad (8)$$

Обычно полагают, что $U_a(\sigma) = U_0 - V_a \sigma$. Здесь V_a — активационный объем. Из (8) следует, что P_{th} экспоненциально уменьшается с увеличением U_0 . Величина U_0 зависит от природы кристалла и структуры его кристаллической решетки.

При $F_{jk}(\mathbf{R}) \neq 0$ электронные состояния связаны между собой. При передаче энергии от электронной подсистемы ядрам ППЭ $E_k(\mathbf{R})$ и $E_{k+1}(\mathbf{R})$ смещаются друг относительно друга и могут пересекаться. Снятие вырождения в области конических пересечений с размерностью $N - 2$ приводит к образованию энергетической

щели шириной $2W_0$ [24–26,34,35]. В области пересечения траектории атомов, расположенные вначале на ППЭ $E_k(\mathbf{R})$, с вероятностью $P_{LZ} > 0$ могут оказаться на ППЭ $E_{k+1}(\mathbf{R})$ при неадиабатических переходах LZ. Для двух пересекающихся ППЭ с номерами 1, 2 [30]

$$P_{LZ} = \exp \left[\frac{-\pi}{4\sqrt{a^2}} \sqrt{\frac{2}{b^2 + \sqrt{|b^4 \pm 1|}}} \right]. \quad (9)$$

Здесь

$$a^2 = \frac{\hbar^2 \sqrt{|F_2 F_1|} |F_2 - F_1|}{2\mu (2W_0)^3},$$

$$b^2 = (E_k - E_{kx}) \frac{|F_2 - F_1|}{2W_0 \sqrt{|F_2 F_1|}}, \quad (10)$$

$$\frac{|F_2 - F_1|}{\sqrt{\mu}} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{m_i} \sum_{\alpha=x,y,z} (F_2^{i\alpha} - F_1^{i\alpha})^2},$$

$$\frac{|F_2 F_1|}{\sqrt{\mu}} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{m_i} \sum_{\alpha=x,y,z} F_2^{i\alpha} F_1^{i\alpha}},$$

$$F_1^{i\alpha} = -\frac{\partial E_1}{\partial R_{i\alpha}}, \quad F_2^{i\alpha} = -\frac{\partial E_2}{\partial R_{i\alpha}}. \quad (11)$$

Здесь μ — приведенная масса ($1/\mu = \sum_{i=1}^N \frac{1}{m_i}$), E_k — кинетическая энергия, E_{kx} — энергия в точке пересечения ППЭ, знак „+(-)“ относится к $F_2 F_1 > 0 (F_2 F_1 < 0)$.

Из (9) и (10) следует, что неадиабатические переходы атомов LZ имеют квантовую природу (при $\hbar \rightarrow 0$ $P_{LZ} \rightarrow 0$), являются атермическими (нет зависимости от температуры). Показатель экспоненты в (9) обратно пропорционален скорости атомов v . С увеличением v вероятность перехода P_{LZ} возрастает. В стационарном состоянии $P_{LZ} = 0$. Поэтому неадиабатические переходы атомов проявляются только в условиях нестационарных внешних воздействий. Следует особо отметить, что P_{LZ} не зависит от природы кристалла и структуры его кристаллической решетки. Это объясняет тот факт, что АПЭ проявляется в широком классе материалов независимо от их природы и структурного состояния. Число атомов, траектории которых переходят с ППЭ $E_k(\mathbf{R})$ на ППЭ $E_{k+1}(\mathbf{R})$, $N_{LZ} \propto P_{LZ} N$. При $N \approx 10^{23}$ число N_{LZ} может быть конечным даже при малом значении P_{LZ} . Следует отметить, что N_{LZ} атомов смещаются когерентно, образуя двойной кинк на линии дислокации. Его образование означает, что число атомов с ближним порядком, характерным для дислокации, увеличивается на N_{LZ} . Точно так же когерентные смещения атомов при неадиабатических переходах атомов LZ приводят к фазовым превращениям мартенситного типа. При таких смещениях ближний порядок, характерный, например, для сверхструктуры В2, меняется на таковой, характерный для сверхструктуры В19'.

4. Пластическая деформация при импульсном воздействии

Рассмотрим вначале дислокационный механизм пластической деформации при переходе траекторий атомов с одной ППЭ на другую. Без озвучивания величина P_{th} в (8) представляет вероятность образования двойного кинка при термических флуктуациях за один период колебания дислокации. При частоте колебаний дислокации $\nu_d < \nu_D \approx 10^{13}$ s средняя частота образования двойного кинка ν_{th}

$$\nu_{th} = \nu_d P_{th}. \quad (12)$$

При озвучивании кристалла с частотой $\nu \approx (10^4 - 10^5)$ Hz при скорости звука $c_s \approx 10^5$ cm/s длина акустической волны $\lambda = c_s/\nu \approx (1-10)$ cm сравнима с размерами образца L_0 . Поэтому можно считать, что за четверть периода большая часть атомов смещается когерентно со скоростью $V_a(t) = \frac{dL(t)}{dt} = L_0 \dot{\epsilon}(t)$. При постоянном значении L_0 $\dot{\epsilon}(t) \propto \epsilon_{v0} 2\pi\nu \cdot \cos(2\pi\nu t)$. Скорость атомов $V_a \propto \epsilon_{v0} > 0$. В этих условиях вероятностью P_{LZ} образования двойного кинка при неадиабатических переходах LZ пренебрегать нельзя. Величина P_{LZ} в (9) представляет вероятность образования двойного кинка за один период внешнего воздействия. При частоте внешнего воздействия ν средняя частота образования двойного кинка

$$\nu_{LZ} = \nu P_{LZ}. \quad (13)$$

При двух параллельно протекающих процессах частота образования двойного кинка

$$\nu_1 = \nu_{th} + \nu_{LZ} = \nu_d P_{th} + \nu P_{LZ} \quad (14)$$

определяется двумя механизмами. Один из них зависит от температуры, а второй — от частоты и амплитуды внешнего воздействия. Вклад первого механизма экспоненциально уменьшается с понижением температуры, а вклад второго экспоненциально возрастает с увеличением произведения $\epsilon_{v0}\nu$. При квазистатической деформации без озвучивания $\nu = 0$, и частота образования двойного кинка на дислокации (а также скорость деформации образца) определяется только механизмом термических флуктуаций, с характерной для этого механизма зависимостью напряжения от деформации. При озвучивании $\epsilon_{v0} > 0$, и частота образования двойного кинка на дислокации увеличивается. Это приводит к увеличению скорости дислокации и, соответственно, к увеличению скорости деформации, что сопровождается понижением деформирующего напряжения (при деформации образца с постоянной скоростью). Поскольку вклад второго механизма является атермическим, то падение деформирующего напряжения будет наблюдаться и при низких температурах.

Находит простое объяснение и проявление АПЭ на площадке текучести сплава NiTiRe [20]. Этот сплав деформируется термоупругим мартенситным превращением. Механизм такого превращения с самого начала

определяется коллективными смещениями атомов. Без озвучивания скорость смещений атомов определяется скоростью квазистатической деформации. При озвучивании скорость смещения атомов увеличивается, скорость деформации возрастает, что при сохранении механизма деформации сопровождается падением деформирующего напряжения.

Таким образом, при квазистатической деформации с дополнительной периодической нагрузкой проявляется имеющий квантовое происхождение механизм деформации, зависящий от частоты и амплитуды внешнего воздействия. Представляется, что при увеличении амплитуды (например, при повышении выходной мощности источника ультразвука) могут протекать процессы, отсутствующие в системе без такого воздействия. В частности, возможны другие механизмы пластического течения, структурные и фазовые превращения. Построение моделей таких процессов представляет предмет отдельных исследований.

5. Заключение

Рассмотрены механизм образования двойного кинка на дислокации при дислокационной пластичности и механизм термоупругого мартенситного превращения при квазистатической деформации с дополнительным периодическим воздействием. Рассмотрение проводится на основе уравнений неадиабатической молекулярной динамики, описывающих динамику системы ядер и электронов в открытой системе, каковой является деформируемая среда. Полученные результаты таковы.

В деформируемой среде образование двойного кинка на дислокации определяется двумя механизмами. Первый механизм реализуется за счет термических флуктуаций; вероятность его реализации возрастает с увеличением температуры. Второй механизм имеет квантовое происхождение, по своей природе является атермическим и проявляется в виде когерентных смещений атомов при неадиабатических переходах атомов Ландау–Зинера. Вероятность реализации второго механизма возрастает с увеличением скорости атомов. Вклад каждого механизма в частоту образования двойного кинка зависит от температуры и скорости атомов.

При квазистатической деформации без импульсного воздействия частота образования двойного кинка, скорости дислокации и пластической деформации определяются в основном механизмом термических флуктуаций. При квазистатической деформации с дополнительной периодической нагрузкой скорость когерентного смещения атомов возрастает, вклад неадиабатических переходов атомов Ландау–Зинера в частоту образования двойного кинка возрастает. Это приводит к возрастанию скорости пластической деформации и, как следствие, к падению деформирующего напряжения при всех температурах.

Термоупругие мартенситные превращения при квазистатической деформации определяются неадиабатиче-

скими переходами атомов Ландау–Зинера. При дополнительном периодическом воздействии скорость когерентного смещения атомов возрастет, что приводит к увеличению скорости деформации и падению деформирующего напряжения.

Благодарности

Автор благодарит Л.Б. Зуева, В.В. Рубаника и С.Ю. Тарасова за интерес к работе, полезные советы и замечания.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема номер FWRW-2026-0006.

Список литературы

- [1] F. Blaha, B. Langenecker. *Naturwissenschaften* **42**, 20, 556 (1955).
- [2] T. Endo, M. Suzuki, T. Ishikawa. *Trans. Jpn. Inst. Met.* **20**, 12, 706 (1979).
- [3] T. Ohgaku, N. Takeuchi. *Physica Status Solidi (a)* **102**, 1, 293 (1987). <https://doi.org/10.1002/pssa.2211020130>
- [4] А.В. Лебедев, Ю.А. Буренков, Т.И. Голубенко. *ФТТ* **35**, 2, 420 (1993).
- [5] К.В. Сапожников, С.Б. Кустов. *ФТТ* **39**, 10, 1794 (1997). [K.V. Sapozhnikov, S.B. Kustov. *Phys. Solid State* **39**, 10, 1601 (1997).]
- [6] А.В. Лебедев. *ФТТ* **35**, 9, 2305 (1993).
- [7] А.П. Северденко, А.Л. Скрипченко, М.Д. Тявловский. *Ультразвук и прочность. Наука и техника, Минск* (1979).
- [8] В.В. Клубович, В.В. Рубаник, Ю.В. Царенко. *Ультразвук в технологии производства композиционных кабелей. Белорусская наука, Минск* (2012).
- [9] R.J. Friel, M. Norfolk. *Power ultrasonics for additive and hybrid manufacturing*. In: *Power Ultrasonics*, 2nd ed. Woodhead Publishing Series in Electronic & Optical Materials (2023). Pp. 227–242. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-820254-8.00009-9>
- [10] X. Liu, K.F. Graf. *Ultrasonic metal forming: Processing*. In: *Ultrasonics*, 2nd ed. Woodhead Publishing Series in Electronic & Optical Materials (2023). Pp. 277–339. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-820254-8.00021-X>
- [11] S.Y. Tarasov, V.E. Rubtsov, S.V. Fortuna, A.A. Eliseev, A.V. Chumaevsky, T.A. Kalashnikova, E.A. Kolubaev. *Welding in the World*, **61**, 4, 679 (2017). <https://doi.org/10.1007/s40194-017-0447-8>
- [12] S.Yu. Tarasov, A.V. Vorontsov, S.V. Fortuna, V.E. Rubtsov, V.A. Krasnovеikin, E.A. Kolubaev. *Welding in the World* **63**, 3, 875 (2019). <https://doi.org/10.1007/s40194-019-00716-1>
- [13] E.G. Komarova, E.B. Akimova, E.A. Kazantseva, A.L. Zharin, Yu.P. Sharkeev. *J. Alloys. Compounds* **1039**, 183056 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2025.183056>

- [14] A.V. Kozlov, S.I. Selitsr. *Mater. Sci. Eng. A* **102**, 2, 143 (1988).
- [15] A.V. Kozlov, S.I. Selitsr. *Mater. Sci. Eng.* **131**, 1, 17 (1991). [https://doi.org/10.1016/0921-5093\(91\)90340-S](https://doi.org/10.1016/0921-5093(91)90340-S)
- [16] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **42**, 1, 69 (2000). [G.A. Malygin. *Phys. Solid State* **42**, 1, 72 (2000).]
- [17] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков. *ФТТ* **66**, 3, 359 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.03.57475.19
- [18] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков, А.А. Сухарев. *ФТТ* **66**, 9, 1483 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.09.58769.208
- [19] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков, А.А. Сухарев. *ФТТ* **67**, 2, 223 (2025). DOI: 10.61011/FTT.2025.02.59974.31-25
- [20] H. Steckmann, V.I. Kolomytsev, A.V. Kozlov. *Ultrasonics* **37**, 1, 59 (1999). [https://doi.org/10.1016/S0041-624X\(98\)00031-6](https://doi.org/10.1016/S0041-624X(98)00031-6)
- [21] В.Г. Пушин, В.В. Кондратьев, В.Н. Хачин. Предпереходные явления и маргенситные превращения. УрО РАН, Екатеринбург (1998). 368 с.
- [22] M. Born, R. Oppenheimer. *Annalen. Physik* **389**, 20, 457 (1927). <https://doi.org/10.1002/andp.19273892002>
- [23] М. Борн, Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. ИЛ, М. (1958). 487 с. [M. Born, K. Huang. *Dynamical Theory of Crystal Lattices*. Oxford University Press, Oxford (1954).]
- [24] L. Landau. *Phys. Z. Sowjetunion* **2**, 46 (1932).
- [25] C. Zener. *Proc. R. Soc. London A* **137**, 6, 696 (1932).
- [26] E.C.G. von Stükelberg. *Helvetica Physica Acta* **5**, 369 (1932).
- [27] J.C. Tully. *J. Chem. Phys.* **137**, 22, 22A301 (2012). <https://doi.org/10.1063/1.4757762>
- [28] R. Kapral. *J. Phys.: Condens. Matter* **27**, 7, 073201 (2015). <https://doi.org/10.1088/0953-8984/27/7/073201>
- [29] V.F.E. Curchod, U. Rothlisberger, I. Tavernelli. *ChemPhysChem*. **14**, 7, 1314 (2013). <https://doi.org/10.1002/cphc.201200941>
- [30] Y. Ling, Y. Le, X. Chao, Y. Lei, Y. Liu, C. Zhu. *ChemPhysChem*. **18**, 10, 1274 (2017). <http://dx.doi.org/10.1002/cphc.201700049>
- [31] J.F.P. Mosquera, J.L. Sanz-Vicario. *J. Chem. Phys.* **164**, 6, 064105 (2026). <https://doi.org/10.1063/5.0311735>
- [32] M. Shakiba, D. Han, S. Mukherjee, A.V. Akimov. *J. Chem. Phys.* **164**, 10, 104110 (2026). <https://doi.org/10.1063/5.0314503>
- [33] Б.В. Петухов, В.Л. Покровский. *ЖЭТФ* **63**, 2, 634 (1973). [B.V. Petukhov, V.L. Pokrovskii. *Sov. Phys. JETP* **36**, 2, 336 (1973).]
- [34] C. Zhu, H. Nakamura. *J. Chem. Phys.* **101**, 12, 10630 (1994). <https://doi.org/10.1063/1.467877>
- [35] C. Zhu, H. Nakamura. *J. Chem. Phys.* **102**, 19, 7448 (1995). <https://doi.org/10.1063/1.469057>

Редактор Е.В. Толстякова