

УДК 534.25

© 1990

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ АКУСТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

А. В. Козлов, С. И. Селицер

Обнаружен и подробно исследован нестационарный характер поведения напряжений в переходной области акустопластического эффекта (АПЭ). Указана причина, приводящая к разбросу экспериментальных данных по АПЭ. Исследовано влияние изменения дислокационной структуры кристалла на АПЭ.

Большинство работ по акустопластическому эффекту (АПЭ) исходило из предположения, что скачок напряжения при АПЭ происходит практически мгновенно. Однако, как уже отмечалось в работе [1], между моментом включения знакопеременной нагрузки и моментом достижения асимптотического значения напряжения существует переходная область, размер которой существенно зависит от параметров задачи. Учет этой переходной области позволяет объяснить наблюдавшийся в [2, 3] рост скачка напряжения при АПЭ от скорости деформации, а также диаметрально противоположные зависимости АПЭ от скорости деформации в [2] и [4]. В данной работе подробно исследована переходная область АПЭ и указаны причины, которые могут приводить к разбросу экспериментальных данных. Подробное изучение переходной области привело к тому, что был обнаружен новый нестационарный характер поведения при АПЭ. Этот эффект легко может быть проверен экспериментально как в области высоких, так и низких частот.

В данной работе исследуется также влияние изменения дислокационной структуры кристалла на АПЭ.

1. Переходная область в АПЭ

В работах [1, 5] была развита теория АПЭ. Как было показано в этих работах, АПЭ можно описать уравнением

$$\dot{\epsilon} + \epsilon_{\omega} \cos \omega t = \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} + \rho_m b v \zeta \exp \left\{ - \frac{U + V(\sigma - \sigma_p)}{kT} \right\}, \quad (1)$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость однонаправленной деформации; ϵ_{ω} , ω — амплитуда и частота знакопеременной нагрузки; t — время; E — модуль Юнга; σ — напряжение на образце; ρ_m — плотность подвижных дислокаций; b — вектор Бюргера; v — частотный фактор; ζ — характерная длина, проходимая дислокацией при преодолении барьера; U — энергия активации при преодолении дислокацией барьера; V — активационный объем; σ_p — внутреннее дальнедействующее напряжение, обусловленное дислокациями.

После введения обозначений

$$\bar{\sigma}(\varphi) = \frac{\sigma V}{kT}, \quad \sigma_0 = \frac{\sigma(0) V}{kT}, \quad \delta = \frac{\epsilon_{\omega} E V}{kT}, \quad \beta = \frac{\dot{\epsilon} E V}{\omega kT}, \quad \varphi = \omega t, \quad (2)$$

решение (1) можно записать в виде [5]

$$\bar{\varepsilon}(\varphi) = \varepsilon_0 + \delta \sin \varphi + \beta \varphi - \ln \left\{ \beta \int_0^{\varphi} \exp(\delta \sin u + \beta u) du + 1 \right\}. \quad (3)$$

При достаточно большой частоте подводимых к деформируемому образцу колебаний датчик регистрирует не мгновенное напряжение $\hat{\varepsilon}(\varphi)$, а среднее за период $\bar{\varepsilon}$, которое мы запишем следующим образом:

$$\bar{\varepsilon}(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi}^{\varphi+2\pi} \bar{\varepsilon}(u) du. \quad (4)$$

Для исследования временных зависимостей $\bar{\varepsilon}(\varphi)$ и $\bar{\sigma}(\varphi)$ проанализируем интеграл под знаком логарифма в (3)

$$\mathcal{J}(\varphi) = \int_0^{\varphi} \exp(\delta \sin u + \beta u) du. \quad (5)$$

Из (5) нетрудно получить рекуррентное соотношение

$$\mathcal{J}(\varphi) = \exp(2\pi\beta) \mathcal{J}(\varphi - 2\pi) + \mathcal{J}(2\pi). \quad (6)$$

Применяя его n раз, получаем

$$\mathcal{J}(\varphi) = \exp(2\pi\beta n) \mathcal{J}(\varphi - 2\pi n) + \frac{\exp(2\pi\beta n) - 1}{\exp(2\pi\beta) - 1} \mathcal{J}(2\pi). \quad (7)$$

Если выбрать n так, что $2\pi n < \varphi < 2\pi(n+1)$, то аргумент функции $\mathcal{J}(\varphi)$ в правой части (7) не превосходит 2π . Подставляя теперь (7) в (3), получаем

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}(\varphi) = \varepsilon_0 + \delta \sin \varphi + \beta(\varphi - 2\pi n) - \ln \left\{ \beta \mathcal{J}(\varphi - 2\pi n) + \frac{\beta \mathcal{J}(2\pi)}{\exp(2\pi\beta) - 1} + \right. \\ \left. + \left[\frac{\beta \mathcal{J}(2\pi)}{\exp(2\pi\beta) - 1} - 1 \right] \exp(-2\pi\beta n) \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

При $\varphi \rightarrow \infty$ ($n \rightarrow \infty$) правая часть (8) стремится к асимптотическому, чисто периодическому значению

$$\bar{\varepsilon}(\varphi) = \varepsilon_0 + \delta \sin \varphi + \beta \varphi - \ln \{ \beta \mathcal{J}(\varphi) + \beta \mathcal{J}(2\pi) / [\exp(2\pi\beta) - 1] \}, \quad (9)$$

где φ в правой части приведено к интервалу $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Нетрудно проверить с помощью соотношения (6), что (9) периодически: $\bar{\varepsilon}(\varphi) = \bar{\varepsilon}(\varphi + 2\pi)$.

Среднее значение (9) не зависит от φ , и разницу между этим средним и ε_0 обычно и измеряют при АПЭ. Однако, как следует из (8), асимптотическое значение достигается за времена $\varphi \gg 1/\beta$ и, как видно из рис. 1, характер поведения среднего значения в переходной области может быть различным. Если проводить измерение скачка напряжения, как показано на рис. 1, до достижения асимптотического значения, можно получить различный характер зависимости АПЭ от β . Игнорирование того факта, что измерение АПЭ необходимо проводить по прошествии времени $\varphi \gg 1/\beta$ (т. е. $t \gg kT/VE\dot{\varepsilon}$), и приводило, по-видимому, к столь противоречивому экспериментальному материалу [2, 4].

Вернемся снова к формуле (8) и обратим внимание на то, что член в круглых скобках перед $\exp(-2\pi\beta n)$ может иметь разный знак. Это приведет к тому, что с ростом n (т. е. времени) величина среднего значения $\bar{\varepsilon}(\varphi)$ будет расти или уменьшаться. Именно такой характер поведения $\bar{\varepsilon}(\varphi)$ был получен при численном усреднении решения уравнения (1) (рис. 2). Как следует из (8), изменение характера поведения происходит при

$$\beta \mathcal{J}(2\pi) / [\exp(2\pi\beta) - 1] = 1. \quad (10)$$

Если выполняется соотношение (10), то асимптотическое значение достигается мгновенно (рис. 2, кривая 2). Если левая часть (10) больше 1, то после почти мгновенного скачка происходит медленный рост среднего напряжения вплоть до достижения асимптотического значения (рис. 2, кривая 1), если — меньше единицы, то продолжается медленное падение

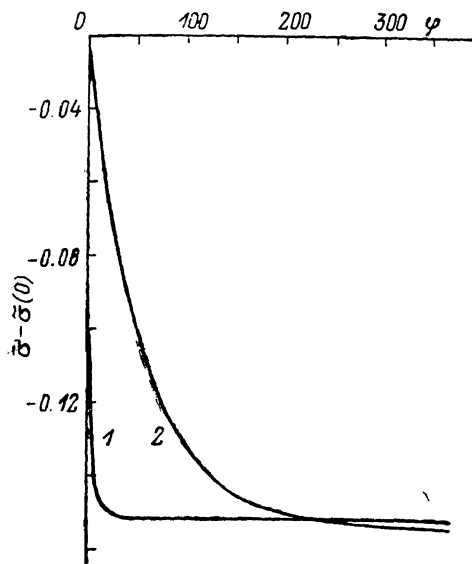


Рис. 1. Зависимость $\bar{\sigma} - \sigma(0)$ от φ для различных значений β . $\delta = 0.8$.
1 — $\beta = 1.3 \cdot 10^{-1}$, 2 — $1.7 \cdot 10^{-2}$.

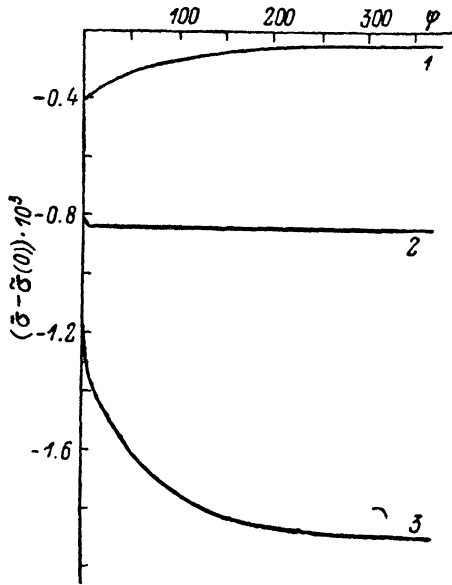


Рис. 2. Зависимость $\bar{\sigma} - \sigma(0)$ от φ для различных значений отношения δ/β . $\beta = 1.45 \cdot 10^{-2}$.
1 — $\delta/\beta = 2$, 2 — 4, 3 — 6.

напряжения (рис. 2, кривая 3). При $\delta \sim \beta \ll 1$ можно показать, что соотношение (10) будет выполняться при

$$\delta \approx 4\beta. \quad (11)$$

Численное решение (10) показало, что (11) выполняется вплоть до $\delta = 100$, $\beta = 100$. Следует также отметить полученный при численном решении уравнения (3) эффект (рис. 3). Как видно из рис. 3, амплитуда знакопеременной части напряжения на образце при АПЭ тем меньше, чем больше $\xi = \varepsilon/\omega$.

2. Нестационарность АПЭ, обусловленная изменениями в дислокационной структуре в процессе эксперимента

Изменения в дислокационной структуре, обусловленные как однонаправленной пластической деформацией, так и наложенным знакопеременным напряжениями на деформируемый кристалл, естественно, приводят к изменению напряжения на образце при АПЭ. При малых амплитудах колебаний $\varepsilon \ll \sigma_0/E$ и малых временных воздействиях знакопеременных напряжений $\Delta t \ll \sigma_0/\dot{\varepsilon}$ ($d\sigma/d\varepsilon$) влиянием изменения дислокационной структуры на АПЭ можно пренебречь, но в общем случае его необходимо учитывать.

Решение уравнения (1) с учетом изменения плотности дислокаций можно представить в виде

$$\bar{\sigma}_f = \sigma_0 + \delta \sin \varphi + \beta \varphi - \ln \left\{ \beta \int_0^\varphi f(u) \exp(\delta \sin u + \beta u) du + 1 \right\}, \quad (12)$$

где

$$f(u) = \frac{\rho_m(u)}{\rho_m(0)} \exp[\chi(u)],$$

$\rho_m(u)$, $\rho_m(0)$ — плотность подвижных дислокаций при $t=u/\omega$ и $t=0$ соответственно; $\chi(u) = V[\sigma_p(0) - \sigma_p(u)]/kT$; $\sigma_p(u)$, $\sigma_p(0)$ — уровень внутренних напряжений, зависящий от общей плотности дислокаций при $t=$

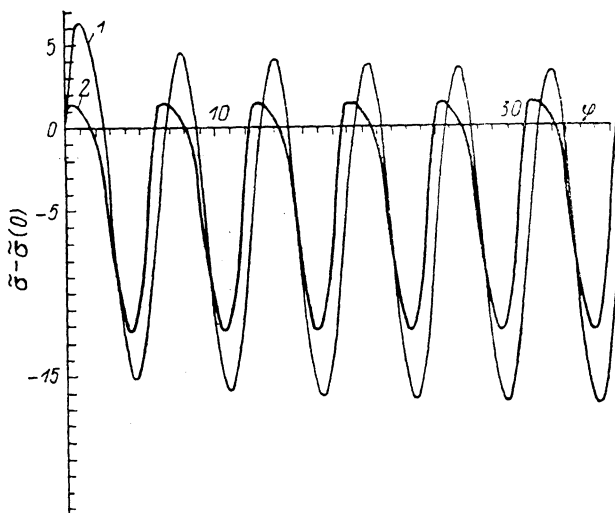


Рис. 3. Зависимость $\bar{\sigma} - \bar{\sigma}(0)$ от φ для различных значений β . $\delta=10$.
1 — $\beta=10^{-2}$, 2 — 3.

$=u/\omega$ и $t=0$. Интеграл под знаком логарифма в (12) можно представить в виде

$$f(\xi) = \int_0^{\varphi} \exp(\delta \sin u + \beta u) du, \quad (13)$$

где $0 \leq \xi \leq \varphi$. При больших φ , когда единицей под знаком логарифма в (12) можно пренебречь, выражение для $\bar{\sigma}_f(\varphi)$ принимает вид

$$\bar{\sigma}_f(\varphi) \approx \sigma_0 + \delta \sin \varphi + \beta \varphi - \ln \left\{ \beta \int_0^{\varphi} \exp(\delta \sin u + \beta u) du \right\} - \ln f(\xi), \quad 0 \leq \xi \leq \varphi. \quad (14)$$

Сравнение с формулой (3) показывает, что учет изменения дислокационной структуры при АПЭ приводит к появлению дополнительного члена — $\ln f(\xi)$. Учитывая то, что $f(0)=1$, из формулы (12) нетрудно видеть, что увеличение общей плотности дислокаций (т. е. увеличение $\sigma_p \sim \rho^{1/2}$) приводит к увеличению $\bar{\sigma}_f(\varphi)$ (т. е. к уменьшению скачка напряжения при АПЭ $\Delta \sigma = \sigma_0 - \bar{\sigma}_f$), а увеличение плотности подвижных дислокаций ρ_m — к уменьшению $\bar{\sigma}_f$ и, следовательно, к увеличению скачка $\Delta \sigma$.

1. Итак, в переходной области АПЭ (в промежутке между моментом наложения знакопеременных деформаций и временем достижения асимптотического, чисто периодического значения напряжения) наблюдается немонотонный характер зависимости за период среднего напряжения $\bar{\sigma}(\varphi)$ от соотношения между амплитудой ϵ_* и частоты ω знакопеременных деформаций и скоростью однонаправленной деформации $\dot{\epsilon}$: при $\epsilon_* = 4\dot{\epsilon}/\omega$ $\bar{\sigma}(\varphi)$ практически мгновенно достигает асимптотического значения; при $\epsilon_* > 4\dot{\epsilon}/\omega$ $\bar{\sigma}$, монотонно уменьшаясь, достигает асимптотической области; при $\epsilon_* < 4\dot{\epsilon}/\omega$ после первоначального падения (фактически за первый

период) происходит монотонное увеличение $\bar{\sigma}(\varphi)$ вплоть до достижения асимптотического значения.

2. $\bar{\sigma}(\varphi)$ тем быстрее достигает своего асимптотического значения, чем больше скорость однонаправленной деформации и чем меньше частота знакопеременных деформаций.

3. На эксперименте следует различать измерения, проведенные в переходной и асимптотической областях АПЭ. Характер зависимости АПЭ от параметров задачи существенно различается в этих областях.

4. Амплитуда знакопеременной части напряжения на образце при АПЭ уменьшается при увеличении скорости однонаправленной деформации и уменьшении частоты колебаний как в переходной, так и в асимптотической области.

5. Увеличение плотности подвижных дислокаций при АПЭ приводит к уменьшению $\bar{\sigma}(\varphi)$, а увеличение общей плотности дислокаций к увеличению $\bar{\sigma}(\varphi)$.

Список литературы

- [1] Козлов А. В., Мордюк Н. С., Селицер С. И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1818—1823.
- [2] Смирнов О. М. // Физика и химия обработки материалов. 1988. № 2. С. 134—137.
- [3] Endo T., Suzuki, Masayuki // JIM. 1979. V. 20. P. 706—712.
- [4] Biddell D. S., Sansome O. H. // Ultrasonics. 1974. V. 12. N 5. P. 195—205.
- [5] Kozlov A. V., Selitser S. I. // Mat. Sci. Engineering. A. 1988. V. 102. P. 143—149.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
6 апреля 1989 г.
В окончательной редакции
3 ноября 1989 г.