

УДК 593.3

К ВОПРОСУ ПОЛЗУЧЕСТИ АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ

Симонян А.М., Саноян Ю.Г.

Ключевые слова: ползучесть, поликристалл, скольжение дислокаций, анизотропия, сложное напряжённое состояние.

Key words: creep, polycrystal, slip of dislocation, anisotropy, complex stress state.

Ա. Մ. Միմոնյան, Յու. Գ. Սանոյան

Անիզոտրոպ պոլիքրիստալների սողքի վերաբերյալ

Դիտարկված է անիզոտրոպ պոլիքրիստալների ռելոգիական հատկություններ բարդ լարվածային վիճակի դեպքում դիսլոկացիաների սահքի կոնցեպցիայի հիման վրա: Ընդունված է, որ պոլիքրիստալների անիզոտրոպիան տեղի է ունենում սահքի համակարգերի ուղղությունների անհավասարաչափ բաշխման հետևանքով, որպես միաքրիստալային հատիկների օրիենտացիայի արդյունք:

Simonyan A. M., Sanoyan Ju. G.

On the question of creep of anisotropic polycrystals.

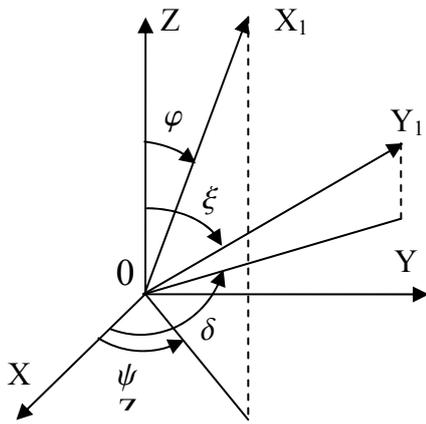
On the base of dislocation slip conception the rheological behaviour of anisotropic polycrystals at complex stress state is considered. It is assumed that the anisotropy of polycrystals takes the place as a result of uneven distribution of slip system directions because of uneven distribution of single crystal grain orientations.

На основе концепции скольжения дислокаций рассматривается реологическое поведение анизотропных поликристаллов при сложном напряжённом состоянии. Принимается, что анизотропия поликристаллов достигается благодаря неравномерному распределению направлений систем скольжения как результат неравномерного распределения ориентаций монокристаллических зёрен.

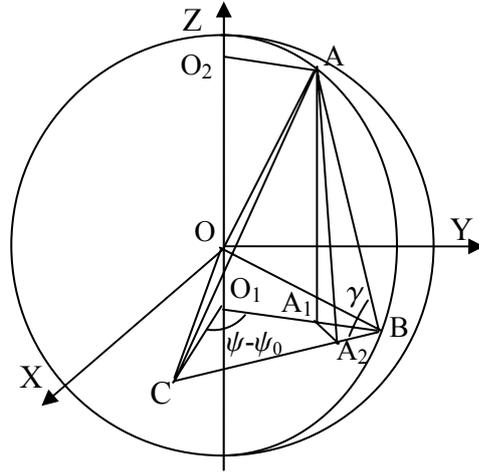
Как известно, поликристаллы состоят из множества монокристаллических зёрен хаотической ориентации, что предопределяет их изотропию. При термомеханической обработке, связанной с большими пластическими деформациями (вытяжка, прокатка и т.д.) обнаруживается неравномерное распределение ориентаций монокристаллических зёрен, приводящее к анизотропии поликристаллов [1–3]. В ряде работ поликристаллы представляются в виде агрегатов, состоящих из монокристаллических элементов правильной формы. Например, в работе [4] зёрна представляются в виде правильных шестиугольников, в работе [5] – в виде идентичных кубических блоков, каждый из которых состоит из 64 кубических кристаллов различной ориентации, в работе [6] – в виде 27 кубиков с различной ориентацией. Вопросы использования микроструктурных моделей для описания деформационного поведения элементов и их усреднения рассматривались также в работах [7–10]. Введение потенциала ползучести [11] для описания деформаций при сложном напряжённом состоянии, как показано в работах [12], зачастую, неприемлемо.

В работе [13] на базе концепции скольжения дислокаций [14,15] рассматривается реологическое поведение изотропных поликристаллов при сложном напряжённом состоянии, при этом принимается, что два взаимно перпендикулярных вектора, определяющие направления скольжения, распределены равномерно по направлениям, что предопределяет анизотропию. В настоящей работе рассматриваются возможности моделирования ползучести анизотропных материалов на базе неравномерного распределения направлений скольжения по всему поликристаллу. При этом прини-

мается, что деформации поликристалла являются усредненными от деформаций, имеющих место в монокристаллических элементах. Принимается также основная гипотеза о зависимости деформации сдвига монокристалла при скольжении в некоторой системе скольжения лишь от соответственного касательного напряжения и от его истории изменения.



Фиг.1



Фиг.2

Итак, рассмотрим некоторый монокристаллический элемент. Как известно [16], пластическая деформация его имеет место за счёт скольжения дислокаций в определенных системах скольжения, то есть в определенных плоскостях скольжения и в определенных направлениях скольжения в этих плоскостях. Пусть некоторая ось x_1 , имеющая направление нормали к плоскости скольжения, и ортогональная к ней ось y_1 , совпадающая с направлением скольжения, в ортогональной системе координат x, y, z определяются углами φ, ψ и ξ , как показано на фиг. 1. Если углы φ и ψ однозначно определяют положение оси x_1 , то положение оси y_1 , ортогональной к оси x_1 и соответствующее углу ξ , двузначно и угол δ между осью x и проекцией оси y_1 на плоскость xOy имеет два значения, соответственные выбору знака в нижеследующих формулах:

$$\begin{aligned} \cos \delta^{\pm} &= \frac{1}{\sin \varphi \sin \xi} \left[-\cos \varphi \cos \xi \cos \psi \pm \sqrt{\sin^2 \varphi - \cos^2 \xi \sin \psi} \right] \\ \sin \delta^{\pm} &= \frac{1}{\sin \varphi \sin \xi} \left[-\cos \varphi \cos \xi \sin \psi \pm \sqrt{\sin^2 \varphi - \cos^2 \xi \cos \psi} \right] \end{aligned} \quad (1.1)$$

В случае сложного напряжённого состояния касательное напряжение $\tau_{x_1 y_1}$ определяется формулой

$$\begin{aligned} \tau_{x_1 y_1} &= \sigma_x \sin \varphi \cos \psi \sin \xi \cos \delta + \sigma_y \sin \varphi \sin \psi \sin \xi \sin \delta + \sigma_x \cos \varphi \cos \xi + \\ &+ \tau_{xy} (\sin \varphi \cos \psi \sin \xi \sin \delta + \sin \varphi \sin \psi \sin \xi \cos \delta) + \tau_{yz} (\sin \varphi \sin \psi \cos \xi + \\ &+ \cos \varphi \sin \xi \sin \delta) + \tau_{zx} (\sin \varphi \cos \psi \cos \xi + \sin \xi \cos \delta \cos \varphi) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Согласно основной гипотезе имеем

$$\gamma_{x_1 y_1} = \prod_t [\tau_{x_1 y_1}], \quad (1.3)$$

где \prod_t – некоторый временной оператор, определяющий деформации скольжения в некоторой системе скольжения. Компоненты деформаций, соответствующие деформации скольжения $\gamma_{x_1 y_1}$, запишутся так [13]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \gamma_{x_1 y_1} \sin \varphi \cos \psi \sin \xi \sin \delta, \quad \varepsilon_y = \gamma_{x_1 y_1} \sin \varphi \sin \psi \sin \xi \sin \delta, \\ \varepsilon_z &= \gamma_{x_1 y_1} \cos \varphi \cos \xi, \\ \gamma_{xy} &= \gamma_{x_1 y_1} (\sin \varphi \cos \psi \sin \xi \sin \delta + \sin \varphi \sin \psi \sin \xi \cos \delta), \\ \gamma_{yz} &= \gamma_{x_1 y_1} (\sin \varphi \sin \psi \cos \xi + \cos \varphi \sin \xi \sin \delta), \\ \gamma_{zx} &= \gamma_{x_1 y_1} (\sin \varphi \cos \psi \cos \xi + \cos \varphi \sin \xi \cos \delta). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Таким образом, если скольжение имеет место в некоторой системе, соответственной осям x_1, y_1 , то при сложном напряженном состоянии компоненты деформаций определяются по формулам (1.4), (1.3) и (1.2). Вследствие того, что поликристалл состоит из множества монокристаллов и у каждого монокристалла имеется конечное количество систем скольжения (у гранецентрированного кубического монокристалла их 12 [16,6,13]), деформации поликристалла рассматриваются как суммирование вышеуказанных деформаций по всевозможным направлениям x_1, y_1 . В работе [13] принималось, что направления x_1 и y_1 распределяются равномерно, что предопределяло изотропию поликристалла. Ниже рассмотрим вариант существенно неравномерного распределения направлений систем скольжения. Положим, например, что в некотором направлении OA , определяемом углами $\varphi = \varphi_0$ и $\psi = \psi_0$, монокристаллические зерна ориентированы так, что соответственные оси x_1 более скучены около этого направления. На наш взгляд, анизотропия реальных поликристаллов может иметь место, если считать, что распределение направлений осей x_1 будет задано по закону $|\cos \alpha|$, где α – угол между осью x_1 и направлением OA . В этом случае в направлении, перпендикулярном к вектору \overline{OA} , распределение для осей x_1 равно нулю, что, вероятно, можно считать возможным в результате термомеханической обработки поликристаллического материала. На фиг. 2 вектор \overline{OC} соответствует направлению x_1 , определяемому углами φ и ψ . Проведём сферу некоторого радиуса OA и сделаем сечение сферы через OA и ось z , а также сечение CO_1B с нормалью z через точку C . Точка A_1 является проекцией точки A на плоскость CO_1B . Из точки A опустим перпендикуляр AA_2 на CB (очевидно $A_1A_2 \perp CB$). Нашей целью является определить $\angle COA \equiv \alpha$. Запишем следующие соотношения:

$$AB = 2R \sin \frac{\varphi - \varphi_0}{2}, \quad BC = 2R \sin \varphi \sin \frac{\psi - \psi_0}{2}, \quad A_1B = R(\sin \varphi - \sin \varphi_0),$$

$$A_2B = 2R \sin \frac{\varphi - \varphi_0}{2} \cos \gamma = R(\sin \varphi - \sin \varphi_0) \sin \frac{\psi - \psi_0}{2},$$

откуда

$$\cos \gamma = \frac{\sin \varphi - \sin \varphi_0}{2 \sin \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} \sin \frac{\psi - \psi_0}{2}.$$

Далее

$$AC = \sqrt{AB^2 + BC^2 - 2AB \cdot BC \cos \gamma} = 2R \sqrt{\sin^2 \frac{\varphi - \varphi_0}{2} + \sin \varphi \sin \varphi_0 \sin^2 \frac{\psi - \psi_0}{2}}$$

Кроме того,

$$AC = 2R \sin \alpha / 2,$$

откуда

$$\cos \alpha = \cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 [1 - \cos(\psi - \psi_0)]$$

Аналогично [13], рассмотрим деформационное состояние поликристалла как следствие скольжения по системам скольжения составляющих монокристаллических элементов, путем суммирования по углам φ, ψ, ξ с учётом двузначности δ для каждого ξ и с учётом неравномерности распределения направлений x_l , по закону $|\cos \alpha|$. При этом, если для равномерного распределения направлений скольжения, обеспечивающего изотропию поликристалла, как показано в работе [13], в качестве элемента интегрирования необходимо было принять

$$\frac{\sin \varphi \sin \xi}{\sqrt{\sin^2 \varphi - \cos^2 \xi}} d\varphi d\psi d\xi$$

при пределах изменения $0 < \varphi < \pi/2, 0 < \psi < 2\pi, \pi/2 - \varphi < \xi < \pi/2 + \varphi$

($\sin^2 \varphi - \cos^2 \xi > 0$ всегда), то теперь эти элементы умножаются на

$$|\cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 [1 - \cos(\psi - \psi_0)]|.$$

При этом, например, для $\varepsilon_x(t)$ будем иметь

$$\begin{aligned} \varepsilon_x(t) = & \int_0^{\pi/2} \sin^2 \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} |\cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 [1 - \cos(\psi - \psi_0)]| \cos \psi d\psi \times \\ & \times \int_{\pi/2 - \varphi}^{\pi/2 + \varphi} \left\{ \prod_t [\tau_{x_1, y_1}^+(t)] \cos \delta^+ + \prod_t [\tau_{x_1, y_1}^-(t)] \cos \delta^- \right\} \frac{\sin^2 \xi}{\sqrt{\sin^2 \xi - \cos^2 \xi}} d\xi \end{aligned} \quad (1.5)$$

где τ_{x_1, y_1}^+ и τ_{x_1, y_1}^- определяются из (1.2) соответственно δ^+ и δ^- . Осуществим замену переменной ξ на S , согласно $\cos \xi = \sin \varphi \cos S$, при этом, пределы интегрирования S будут $(0, \pi)$. Подставляя это в (1.5) и аналогично осуществляя суммирование для всех компонентов деформаций, окончательно получим следующие выражения деформаций ползучести поликристалла при сложном напряженном состоянии:

$$\begin{aligned} \varepsilon_x(t) = & \int_0^{\pi/2} \sin^2 \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} |\cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 [1 - \cos(\psi - \psi_0)]| \cos \psi d\psi \times \\ & \int_0^\pi [\Phi^+(\sigma_{x, \dots})(-\cos \varphi \cos \psi \cos S + \sin \psi \sin S) + \\ & + \Phi^-(\sigma_{x, \dots})(-\cos \varphi \cos \psi \cos S + \sin \psi \sin S)] dS \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon_y(t) &= \int_0^{\pi/2} \sin^2 \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} \left| \cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 \left[1 - \cos(\psi - \psi_0) \right] \right| \sin \psi d\psi \times \\
&\int_0^\pi \left[\Phi^+(\sigma_{x,\dots}) (-\cos \varphi \sin \psi \cos S - \cos \psi \sin S) + \right. \\
&\left. + \Phi^-(\sigma_{x,\dots}) (-\cos \varphi \sin \psi \cos S + \cos \psi \sin S) \right] dS \\
\varepsilon_z(t) &= \int_0^{\pi/2} \sin^2 \varphi \cos \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} \left| \cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 \left[1 - \cos(\psi - \psi_0) \right] \right| d\psi \times \\
&\int_0^\pi \left[\Phi^+(\sigma_{x,\dots}) + \Phi^-(\sigma_{x,\dots}) \right] \cos S dS \\
\gamma_{xy}(t) &= \int_0^{\pi/2} \sin^2 \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} \left| \cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 \left[1 - \cos(\psi - \psi_0) \right] \right| d\psi \times \\
&\int_0^\pi \left[\Phi^+(\sigma_{x,\dots}) (-\cos \varphi \sin 2\psi \cos S - \cos 2\psi \sin S) + \right. \\
&\left. + \Phi^-(\sigma_{x,\dots}) (-\cos \varphi \sin 2\psi \cos S + \cos 2\psi \sin S) \right] dS \\
\gamma_{yz}(t) &= \int_0^{\pi/2} \sin \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} \left| \cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 \left[1 - \cos(\psi - \psi_0) \right] \right| d\psi \times \\
&\int_0^\pi \left\{ \left[\Phi^+(\sigma_{x,\dots}) + \Phi^-(\sigma_{x,\dots}) \right] \sin^2 \varphi \sin \psi \cos S + \cos(\varphi) \times \right. \\
&\times \left[\Phi^+(\sigma_{x,\dots}) (-\cos \varphi \sin \psi \cos S - \cos \psi \sin S) + \right. \\
&\left. \left. + \Phi^-(\sigma_{x,\dots}) (-\cos \varphi \sin \psi \cos S + \cos \psi \sin S) \right] \right\} dS \\
\gamma_{zx}(t) &= \int_0^{\pi/2} \sin \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} \left| \cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 \left[1 - \cos(\psi - \psi_0) \right] \right| d\psi \times \\
&\int_0^\pi \left\{ \left[\Phi^+(\sigma_{x,\dots}) + \Phi^-(\sigma_{x,\dots}) \right] \sin^2 \varphi \cos \psi \cos S + \cos(\varphi) \times \left[\Phi^+(\sigma_{x,\dots}) \times \right. \right. \\
&\left. \left. \times (-\cos \varphi \cos \psi \cos S + \sin \psi \sin S) + \Phi^-(\sigma_{x,\dots}) (-\cos \varphi \cos \psi \cos S - \sin \psi \sin S) \right] \right\} dS
\end{aligned} \tag{1.6}$$

где

$$\begin{aligned}
\Phi^\pm(\sigma_{x,\dots}) &= \prod_t \left[\sigma_x(t) \sin \varphi \cos \psi (-\cos \varphi \cos \psi \cos S \pm \sin \psi \sin S) + \right. \\
&\sigma_y(t) \sin \varphi \sin \psi (-\cos \varphi \sin \psi \cos S \mp \cos \psi \sin S) + \sigma_z(t) \cos \varphi \sin \varphi \cos S + \\
&\tau_{xy}(t) \sin \varphi (-\cos \varphi \sin 2\psi \cos S \mp \cos 2\psi \sin S) + \tau_{yz}(t) \times (-\cos 2\varphi \sin \psi \cos S \mp \\
&\mp \cos \varphi \cos \psi \sin S) + \tau_{zx}(t) (-\cos 2\varphi \cos \psi \cos S \pm \cos \varphi \sin \psi \sin S) \left. \right] \tag{1.7}
\end{aligned}$$

Рассмотрим теперь анизотропию поликристалла, реологические свойства которого определяются соотношениями (1.6) для случая, когда деформации скольжения (1.3) определяются нелинейной теорией наследственности в форме

$$\prod_t [u(t)] \equiv \int_0^t u(\tau) |u(\tau)|^{n-1} K(t, \tau) d\tau. \quad (1.8)$$

Положим, что на поликристалл действует только напряжение $\sigma_z(t) \equiv a(t)$. Тогда для деформации $\varepsilon_z(t)$, согласно (1.6) и (1.7), будем иметь:

$$\begin{aligned} \varepsilon_z(t) = & 2 \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi} \left| \cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 [1 - \cos(\psi - \psi_0)] \right| \cos^{n+1} \varphi \sin^{n+2} \varphi \times \\ & \times |\cos S|^{n+1} dS d\psi d\varphi \int_0^t a(\xi) |a(\xi)|^{n-1} K(t, \xi) d\xi \equiv J_1(\varphi_0, n) \int_0^t a(\xi) |a(\xi)|^{n-1} K(t, \xi) d\xi \quad (1.9) \end{aligned}$$

Если на поликристалл действует только напряжение $\sigma_x(t) \equiv a(t)$, то для деформации $\varepsilon_x(t)$ будем иметь

$$\begin{aligned} \varepsilon_x(t) = & \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi} \left| \cos(\varphi - \varphi_0) - \sin \varphi \sin \varphi_0 [1 - \cos(\psi - \psi_0)] \right| \sin^{n+2} \varphi |\cos \psi|^{n+1} \times \\ & \left\{ -\cos \varphi \cos \psi \cos S + \sin \psi \sin S \right|^{n+1} + \left| \cos \varphi \cos \psi \cos S + \sin \psi \sin S \right|^{n+1} \Big\} dS d\psi d\varphi \times \\ & \int_0^t a(\xi) |a(\xi)|^{n-1} K(t, \xi) d\xi \equiv J_2(\varphi_0, \psi_0, n) \int_0^t a(\xi) |a(\xi)|^{n-1} K(t, \xi) d\xi \quad (1.10) \end{aligned}$$

В табл. 1 приведены численные значения $J_1(\varphi_0, n)$ для $n=1$ и $n=3$.

Таблица 1

| φ_0 | 0 | $\pi/16$ | $\pi/8$ | $3\pi/16$ | $\pi/4$ | $5\pi/16$ | $3\pi/8$ | $7\pi/16$ | $\pi/2$ |
|-------------|-------|----------|---------|-----------|---------|-----------|----------|-----------|---------|
| | n=1 | 1.645 | 1.614 | 1.533 | 1.430 | 1.336 | 1.273 | 1.242 | 1.234 |
| n=3 | 0.247 | 0,242 | 0.228 | 0,209 | 0.191 | 0.179 | 0.175 | 0.173 | 0.173 |

В табл. 2 и 3 приведены численные значения $J_2(\varphi_0, \psi_0, n)$ для $n=1$, и $n=3$, соответственно. Из данных табл. 1, 2 и 3 можно заключить, что наибольшее различие между J_1 и J_2 имеет место при $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ и $\psi_0 = 0$ как для $n=1$, так и для $n=3$. При этом, $\max(J_2/J_1)=1.512$ для $n=1$ и $\max(J_2/J_1)=1.630$ для $n=3$. Отметим, что, как показывают опущенные здесь расчеты, при $n=2$ $\max(J_2/J_1)=1.615$, а при $n=4$ – $\max(J_2/J_1)=1.578$.

Следует отметить, что наибольшая анизотропия незначительно зависит от n и находится в пределах 1.5÷1.6. Опускаемый здесь анализ показывает, что в случае использования иных теорий ползучести (теория старения, теория течения, теория упрочнения) анизотропия реологических свойств поликристаллов при степенной зависимости деформаций от напряжений сводится к сравнению тех же значений J_1 и J_2 .

Таблица 2

| $\varphi_0 \backslash \psi_0$ | 0 | $\frac{\pi}{16}$ | $\frac{\pi}{8}$ | $\frac{3\pi}{16}$ | $\frac{\pi}{4}$ | $\frac{5\pi}{8}$ | $\frac{3\pi}{8}$ | $\frac{7\pi}{8}$ | $\frac{\pi}{2}$ |
|-------------------------------|-------|------------------|-----------------|-------------------|-----------------|------------------|------------------|------------------|-----------------|
| 0 | 1,500 | 1,498 | 1,498 | 1,512 | 1,558 | 1,641 | 1,744 | 1,832 | 1,866 |
| $\pi/16$ | 1,500 | 1,499 | 1,498 | 1,511 | 1,552 | 1,628 | 1,722 | 1,801 | 1,832 |
| $\pi/8$ | 1,500 | 1,499 | 1,499 | 1,509 | 1,539 | 1,595 | 1,665 | 1,724 | 1,747 |
| $3\pi/16$ | 1,500 | 1,500 | 1,501 | 1,507 | 1,526 | 1,559 | 1,601 | 1,638 | 1,652 |
| $\pi/4$ | 1,500 | 1,501 | 1,504 | 1,509 | 1,519 | 1,536 | 1,557 | 1,576 | 1,584 |
| $5\pi/16$ | 1,500 | 1,502 | 1,508 | 1,515 | 1,523 | 1,531 | 1,541 | 1,551 | 1,556 |
| $3\pi/8$ | 1,500 | 1,503 | 1,512 | 1,523 | 1,533 | 1,542 | 1,548 | 1,552 | 1,554 |
| $7\pi/8$ | 1,500 | 1,504 | 1,515 | 1,529 | 1,544 | 1,555 | 1,561 | 1,562 | 1,561 |
| $\pi/2$ | 1,500 | 1,504 | 1,516 | 1,532 | 1,548 | 1,561 | 1,567 | 1,566 | 1,564 |

Таблица 3

| $\varphi_0 \backslash \psi_0$ | 0 | $\frac{\pi}{16}$ | $\frac{\pi}{8}$ | $\frac{3\pi}{16}$ | $\frac{\pi}{4}$ | $\frac{5\pi}{8}$ | $\frac{3\pi}{8}$ | $\frac{7\pi}{8}$ | $\frac{\pi}{2}$ |
|-------------------------------|-------|------------------|-----------------|-------------------|-----------------|------------------|------------------|------------------|-----------------|
| 0 | 0,220 | 0,220 | 0,221 | 0,223 | 0,230 | 0,244 | 0,262 | 0,277 | 0,282 |
| $\pi/16$ | 0,220 | 0,220 | 0,221 | 0,223 | 0,229 | 0,241 | 0,258 | 0,271 | 0,277 |
| $\pi/8$ | 0,220 | 0,221 | 0,222 | 0,224 | 0,228 | 0,237 | 0,248 | 0,259 | 0,262 |
| $3\pi/16$ | 0,220 | 0,221 | 0,223 | 0,225 | 0,228 | 0,233 | 0,240 | 0,246 | 0,249 |
| $\pi/4$ | 0,220 | 0,221 | 0,224 | 0,228 | 0,231 | 0,234 | 0,238 | 0,242 | 0,244 |
| $5\pi/16$ | 0,220 | 0,222 | 0,226 | 0,231 | 0,235 | 0,239 | 0,242 | 0,246 | 0,248 |
| $3\pi/8$ | 0,220 | 0,222 | 0,227 | 0,234 | 0,241 | 0,246 | 0,249 | 0,251 | 0,252 |
| $7\pi/8$ | 0,220 | 0,222 | 0,228 | 0,236 | 0,245 | 0,252 | 0,255 | 0,255 | 0,255 |
| $\pi/2$ | 0,220 | 0,223 | 0,229 | 0,237 | 0,247 | 0,254 | 0,257 | 0,257 | 0,256 |

Таким образом, иногда наблюдаемая у поликристаллов существенная анизотропия свойств ползучести (2-3 раза [3]) не может быть объяснена внутренним скольжением. Это предопределяет дальнейшие поиски модели поликристалла, более точно описывающие реологические процессы, что позволило бы надёжно прогнозировать реологическое поведение поликристаллов при их сложном напряжённом состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Макклиток Ф., Аргон А. Деформация и разрушение материалов. М.: Мир, 1970. 253 с.
2. Ross-Ross P.A., Fidleris V., Fraser D.E. Anisotropic creep behaviour of zirconium alloys in a fast neutron flux.//Can. Met. Quart. 1972. Vol.11. №1. P.101-111.
3. Работнов Ю.Н. Ползучесть элементов конструкций. М.: Наука, 1966. 752 с.
4. Gharemani F. Effect of grain boundary sliding on steady creep of polycrystals.// Int. J. Solids and Struct.// 1980. Vol.16. № 9. P.347-367.
5. Lin T. H., Yu C. L., Weng G. J. Derivation of polycrystal creep properties from the creep data of single crystals.// Trans. ASME. 1977. E 44. № 1. P.73-78.
6. Lin T. H., Yu C. L., Weng G. J. Theoretical stress-strain-time relation of a polycrystal and comparison with commonly used creep theories.// Theor. and Appl. Mech. 14-th IVTAM Cong. Delft. 1976. Abstrs. Amsterdam. e.a.1976.27.
7. Зарубин В.С., Кадашевич Ю.И., Кузьмин М.А. Описание ползучести металлов при помощи структурной модели.//Прикладная механика. 1977. Т.13. №9. С.10-13.
8. Кадашевич Ю. И., Новожилов В. В. Теория ползучести микронеоднородных сред.// Исследования по упругости и пластичности. 1978. №12. С.59-71.
9. Кадашевич Ю.И., Новожилов В.В. Теория ползучести, учитывающая микропластические деформации. //Изв. АН СССР. МТТ. 1976. №5. С.153-159.
10. Hutchinson J. W. Creep and plasticity of polycrystalline materials from single crystal structure.// Theor. and Appl. Mech. 14-th IUIAM. Congr. Delft. 1976. Abstr. Amsterdam. e.a. 1976. P.82.
11. Малинин Н.И. К теории анизотропной ползучести. // ПМТФ. 1964. №3. С.16-23.
12. Симонян А.М. Некоторые вопросы ползучести. Ереван: Гитутюн, 1999. 255с.
13. Симонян А.М. Модель нелинейной ползучести на основе концепции скольжения. //МТТ. 2011. №6. С.131–138.
14. Герцрикен С.Д., Дехтяр И.Я. и др. Физические основы прочности и пластичности металлов. М.: Metallurgizdat, 1963. 322с.
15. Коттрелл Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Metallurgizdat, 1968. 267с.
16. Блантер М. Е. Металловедение и термическая обработка. М.: Машгиз, 1963. 416с.
17. Симонян А.М., Симонян Н. М. К вопросу о реологии монокристаллов.// Изв. АН Арм. ССР. Механика. 1985. Т.38. №4. С.38-48.
18. Kocks V.F. The relation between polycrystal deformation and single crystal deformation.//Metallurgical Transactions. 1970. V.1. May. P. 1121-1143.

Сведения об авторах:

Симонян Арег Михайлович – док. техн. наук, ведущий научный сотрудник Института механики НАН РА
Адрес: 0019, Ереван-19, пр. Баграмяна, 24^б.
E-mail: simonyanareg@mail.ru

Саноян Юрий Геворкович – кандидат физ.-мат.наук, старший научный сотрудник Института механики НАН РА
Адрес: 0019, Ереван-19, пр. Баграмяна, 24^б.
E-mail: yusanoyan@mechins.sci.am

Поступила в редакцию 14.09.2011