

05

Низкочастотное внутреннее трение на границах зерен, содержащих протяженные поры

© В.Г. Кульков, Ю.В. Васильева, В.В. Дешевых

Филиал Национального исследовательского университета „МЭИ“,
г. Волжский
E-mail: vikulkov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 8 августа 2012 г.

Предлагается модель внутреннего трения на границах зерен, содержащих параллельно расположенные протяженные поры. Получено выражение для величины внутреннего трения, когда проскальзывание имеет пороговый характер.

Границы зерен вносят значительный вклад во внутреннее трение в поликристаллических материалах. В наибольшей степени это проявляется в металлах с зернами субмикроструктурного и нанокристаллического масштабов. Технологии приготовления таких материалов (например, методом консолидации порошков) часто приводят к появлению значительной пористости. Как правило, поры располагаются на границах зерен и оказывают значительное влияние на процессы зернограничного проскальзывания, а также на величину внутреннего трения [1].

Общепринятой моделью проскальзывания вдоль границы зерна является движение зернограничных дислокаций. В случае когерентной границы таких дислокаций нет. Примером могут служить границы между зернами с разориентацией, точно равной специальной, отвечающей низким значениям обратной плотности совпадающих узлов, а также двойниковые границы. Поры, расположенные на таких границах, в процессе проскальзывания деформируются путем среза вдоль плоскости границы. Согласно [2], такой деформации предшествует образование краевой зернограничной дислокации у поверхности поры термофлуктуационным путем. Для преодоления ее притяжения к поре вследствие наличия сил изображения и дальнейшего ее скольжения необходимо действие внешнего сдвигового напряжения определенной величины. Та-

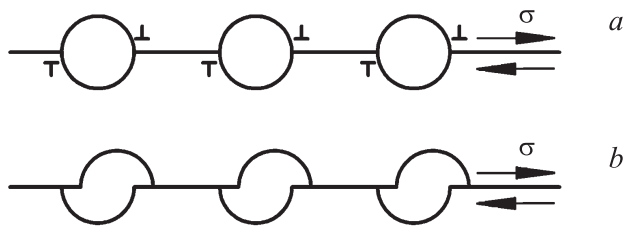


Рис. 1. Система зернограничных пор.

ким образом, процесс межзеренного проскальзывания носит пороговый характер.

Целью настоящей работы является разработка модели внутреннего трения вдоль границы, содержащей систему пор, проскальзывание вдоль которой имеет пороговый характер.

Рассмотрим границу зерна, вдоль которой на равных расстояниях друг от друга расположены цилиндрические поры одинаковых диаметров (рис. 1, *a*). Задача имеет двумерный характер. Вдоль границы перпендикулярно порам действует внешнее переменное сдвиговое напряжение $\sigma(t) = \sigma_0 \cos \omega t$. Превышение величины внешнего напряжения порогового значения $\bar{\sigma}$ приводит к появлению и движению дислокаций разного знака по обе стороны от поры. Такое их движение до встречи и аннигиляции обеспечивает взаимное проскальзывание зерен. В результате этого происходит срез пор, так что меняется форма их сечения (рис. 1, *b*) с образованием дополнительных ступенек свободной поверхности. При этом протяженность границы между соседними порами уменьшается на размер ступеньки. Взаимное смещение зерен в экспериментах по внутреннему трению, как правило, составляет единицы межатомных расстояний [3], протяженность границы между порами на один-два порядка больше этой величины и изменением последней величины вследствие появления ступенек среза можно пренебречь. Приравнивая работу внешних сил изменению энергии системы, находим сдвиговое напряжение, обусловленное образованием таких ступенек $\sigma_s = -\text{sgn} u \cdot \sigma_1$, где $\sigma_1 = (2\gamma_0 - \gamma)/l$, γ_0 и γ — удельные энергии свободной поверхности и границы зерна, l — протяженность сегмента, u — смещение верхнего зерна относительно нижнего.

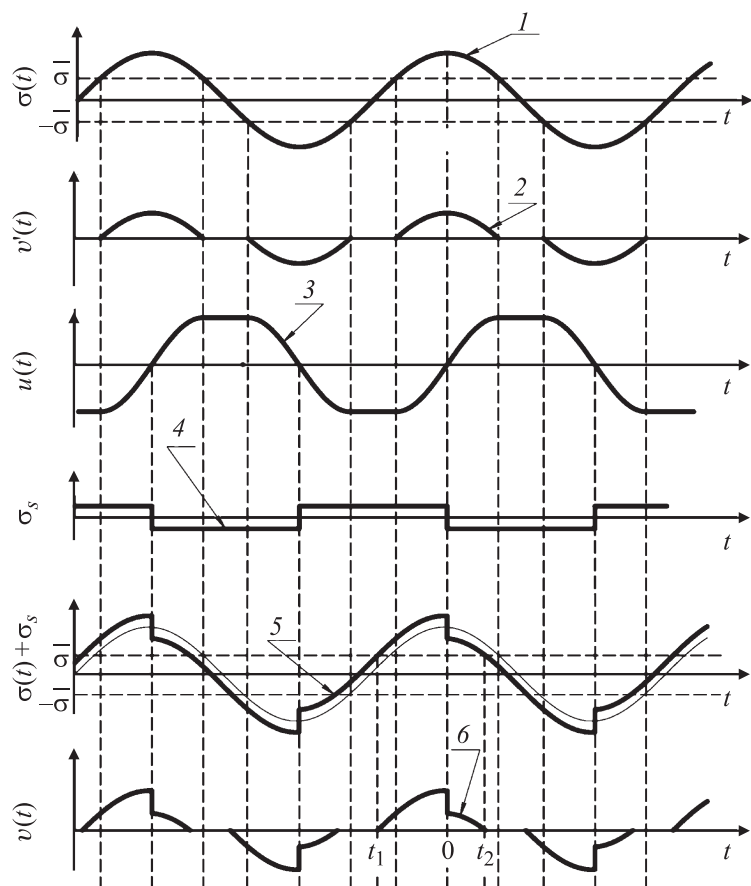


Рис. 2. Временная зависимость: 1 — внешнее напряжение $\sigma(t)$, 2 — скорость проскальзывания $v'(t)$ без учета напряжения ступенек, 3 — смещение верхнего зерна относительно нижнего $u(t)$, 4 — сдвиговое напряжение ступенек $-\text{sgn } u \cdot \sigma_1$, 5 — полное действующее напряжение сдвига $\sigma + \sigma_1(t)$, 6 — скорость проскальзывания $v(t)$ с учетом напряжения ступенек.

В области низких частот фазы напряжения и скорости практически совпадают, если учесть, что скорость отлична от нуля только при уровне напряжений выше порогового. На рис. 2 представлены временные

зависимости внешнего напряжения $\sigma(t)$, скорости $v'(t)$, без учета напряжения ступенек и смещения $u(t)$ (кривые 1–3). Эти графики не учитывают напряжение ступенек, изображенное на кривой 4, рис. 2. Если его учесть, то полное действующее напряжение сдвига определится суммой внешнего напряжения и напряжения ступенек, как это изображено на кривой 5, рис. 2. В результате совместного их действия изменяется зависимость от времени скорости проскальзывания, представленная теперь на кривой 6, рис. 2. Скорость отлична от нуля, если полное напряжение превышает пороговое. Кроме того, связь между ними можно принять линейной в области низких частот с коэффициентом, равным эффективной подвижности границы I по отношению к проскальзыванию. Записав это выражение с учетом внешнего и порогового напряжений, а также напряжения от ступенек, получаем:

$$v(t) = I(\sigma_0 \cos \omega t - \bar{\sigma} - \sigma_1 \operatorname{sgn} u), \quad t_1 < t < t_2. \quad (1)$$

Величина внутреннего трения находится из выражения

$$Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W}, \quad (2)$$

где ΔW — энергия, рассеянная за цикл, $W = \sigma_0^2 V / 2\mu$ — максимальная запасенная упругая энергия, V — объем зерна, μ — модуль сдвига. Для нахождения ΔW необходимо найти работу внешнего напряжения $\sigma(t) = \sigma_0 \cos \omega t$ за время одного периода на площади границы S :

$$\begin{aligned} \Delta W &= 2S \int_{t_1}^{t_2} \sigma(t)v(t)dt = 2\sigma_0 IS \int_{t_1}^0 \cos \omega t (\sigma_0 \cos \omega t + \bar{\sigma} + \sigma_1) dt \\ &+ 2\sigma_0 IS \int_0^{t_2} \cos \omega t (\sigma_0 \cos \omega t + \bar{\sigma} - \sigma_1) dt. \end{aligned} \quad (3)$$

Пределы интегрирования (см. кривую 6, рис. 2) определяются из соотношений $\sigma_0 \cos \omega t_1 + \sigma_1 = \bar{\sigma}$ и $\sigma_0 \cos \omega t_2 - \sigma_1 = \bar{\sigma}$, что дает

$$t_1 = -\frac{1}{\omega} \arccos \frac{\bar{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} < 0 \quad \text{и} \quad t_2 = \frac{1}{\omega} \arccos \frac{\bar{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} > 0. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), получаем:

$$Q^{-1} = \frac{\chi I \mu}{\pi \omega d} \left(\arccos \frac{\bar{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} + \arccos \frac{\bar{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} - \frac{\bar{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\bar{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} \right)^2} - \frac{\bar{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\bar{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} \right)^2} \right). \quad (5)$$

Здесь принято $S/V = \chi/d$, где d — размер зерна, а χ — геометрический фактор.

Рассмотрим некоторые частные случаи выражения (5).

1. $\bar{\sigma} + \sigma_1 \ll \sigma_0$. При этом выполнено также соотношение $\bar{\sigma} - \sigma_1 \ll \sigma_0$. Разлагая выражение (5) по малому параметру, получим выражение

$$Q^{-1} = \frac{\chi I \mu}{\omega d} - \frac{4 \chi I \mu \bar{\sigma}}{\pi d \omega \sigma_0}. \quad (6)$$

Первое слагаемое имеет обычный вид и соответствует фоновому внутреннему трению. Обратная пропорциональность частоте соответствует большинству теорий и подтверждена в экспериментальных исследованиях [3–5]. Второе слагаемое в (6) обратно пропорционально амплитуде напряжения, что напоминает поведение амплитудно-зависимой части внутреннего трения в модели Гранато–Люкке с той лишь разницей, что в последнем случае при δ -образном распределении длин сегментов между точками закрепления дислокаций получается обратная пропорциональность квадрату частоты. Учет случайного распределения длин сегментов на дислокации, как известно, приводит в этой модели к экспоненциальной зависимости от амплитуды этой части внутреннего трения. Здесь мы опускаем соответствующий расчет. Таким образом, второе слагаемое в (6) может быть связано с амплитудной зависимостью фона внутреннего трения. Заметим, что если $\bar{\sigma} = 0$ или $\sigma_1 = 0$, то второе слагаемое вовсе исчезает. Тот факт, что внутреннее трение должно зависеть от величины порогового напряжения, заранее очевиден.

2. $\sigma_1 = 0$, $\bar{\sigma} > 0$. В этом случае мы имеем дело с пороговым процессом в чистом виде, который может реализоваться в системах, не содержащих поры, а например, в границах с центрами закрепления. Выражение (5) принимает вид

$$Q^{-1} = \frac{2 \chi I \mu}{\pi \omega d} \left(\arccos \frac{\bar{\sigma}}{\sigma_0} - \frac{\bar{\sigma}}{\sigma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\bar{\sigma}}{\sigma_0} \right)^2} \right). \quad (7)$$

Для малых значений пороговых напряжений $\bar{\sigma} \ll \sigma_0$ это выражение с точностью до линейных членов по малому параметру принимает форму:

$$Q^{-1} = \frac{\chi I \mu}{\pi \omega d} \left(\pi - \frac{4\bar{\sigma}}{\sigma_0} \right). \quad (8)$$

Смысл этого выражения состоит в том, что по мере повышения порогового напряжения промежутки времени, когда скорость деформации отлична от нуля, а также и ее величина уменьшаются, что приводит к уменьшению величины рассеянной энергии.

Рассмотренная модель учитывает существование порогового значения напряжения деформации, а также дополнительное силовое воздействие со стороны образующихся при срезе пор ступенек. В общем случае это приводит к появлению амплитудной зависимости внутреннего трения.

Список литературы

- [1] Кульков В.Г., Васильев Ю.В. // Перспективные материалы. 2009. № 7. С. 171–175.
- [2] Ovid'ko I.A., Sheinerman A.G. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2006. V. 11. N 1. P. 46–55.
- [3] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М.: Атомиздат, 1975. 472 с.
- [4] Золотухин И.В., Калинин Ю.Е. // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 2. С. 536–545.
- [5] Кульков В.Г. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 3. С. 43–48.