

О ДИНАМИКЕ И МИКРОМЕХАНИЗМАХ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПОГРУЖЕНИЯ ИНДЕНТОРА ПРИ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ КРИСТАЛЛОВ

Ю.И.Головин, А.И.Тюрин

Тамбовский государственный педагогический институт
(Поступило в Редакцию 12 августа 1994 г.
В окончательной редакции 21 ноября 1994 г.)

Вопрос о механизмах образования отпечатка под индентором до сих пор нельзя считать решенным. Имеются свидетельства как в пользу дислокационных $[1-3]$, так и недислокационных $[4-6]$ механизмов массопереноса. Подавляющее большинство данных о процессах, сопровождающих индентирование, получено исследованиями *post factum* размеров и формы образовавшегося отпечатка, морфологии и структуры окружающей его зоны $[1-3]$. Известно несколько работ о кинетике завершающей, медленной, стадии индентирования $[2,6,7]$, но о быстрой, начальной, фазе (≤ 0.1 s), в течение которой вытесняется до $80 \div 90\%$ объема материала из-под индентора, информация практически отсутствует.

В работе представлены предварительные данные о динамике и термомактивационных параметрах процесса погружения индентора в течение первых $12 \div 20$ ms от начала движения. Методика и установка $[8]$ позволяли вести непрерывную регистрацию перемещения индентора $h(t)$, внедряющегося в материал без начальной скорости, с временным разрешением лучше 1 ms. Знание реальной кинетики погружения позволяет определить мгновенное значение контактных напряжений $\sigma(t)$ под индентором, исходя из очевидного уравнения

$$m\ddot{h}(t) = mg - 26.5\sigma(t)h^2(t),$$

где m — масса подвижного узла с индентором; \ddot{h} — его ускорение, которое определялось двойным дифференцированием функции $h(t)$.

Эксперименты проводились на ионных кристаллах NaCl, KCl, LiF, MgO с разным примесным составом в диапазоне температур $T = 77 \div 300$ K и дали качественно сходные результаты. Из типичных динамических зависимостей (рис. 1) следует, что первая стадия роста $h(t)$ соответствует движению индентора с положительным ускорением, а вторая, начиная с $6 \div 8$ ms (для разных кристаллов) — с отрицательным, но нигде не превышающим по модулю 0.5 m/s² (для сравнения на этом же рисунке показана зависимость $h^*(t)$ в отсутствие образца, когда шток с индентором опускается практически в свободном падении с ускорением около 10 m/s²). Столь малые значения ускорения свидетельствуют о том, что уже с первых миллисекунд движения, соответствующих $h \sim 1$ μ m, материал образца развивает сопротивление движению индентора, почти равное весу подвижных частей нагружающего устройства. Из рис. 1 видно, что в начальные моменты времени $\sigma(t)$ достигает значений 35 ± 10 kN/mm² (около трети от модуля Юнга). В последующие $8 \div 9$ ms $\sigma(t)$ падает до ~ 1 kN/mm², что

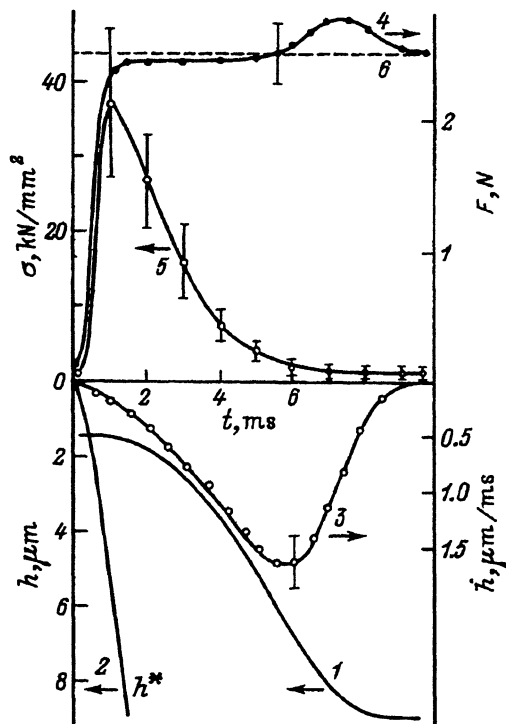


Рис. 1. Зависимости $h(t)$ (1), $h^*(t)$ (2), $\dot{h}(t)$ (3), $F(t)$ (4), $\sigma(t)$ (5), $F(t) = mg$ (6) (показана пунктиром) на активной стадии внедрения индентора в грань (001) LiF при комнатной температуре.

близко к стационарному значению микротвердости LiF. Характерно, что до 6 ms скорость внедрения монотонно растет, несмотря на быстро снижающиеся напряжения в контакте. Подобное поведение материала можно было бы объяснить снижением вязкости с течением времени (примерно на порядок величины за первые 5 ms). Однако назвать какой-либо конкретный механизм этой тиксотропии весьма затруднительно. Самое простое предположение о влиянии разогрева при течении не выдерживает проверок по порядкам величин ΔT (оценка сверху дает $\Delta T \leq 0.1$ K). Вероятно, сверхвысокие напряжения, возникающие под индентором на этой стадии, вызывают аморфизацию материала, в результате чего он и приобретает свойства тиксотропной среды, что обычно характерно для высоковязких жидкостей и полимеров и никогда не наблюдалось в кристаллических телах.

Анализ температурных и силовых зависимостей $\dot{h}(t)$ (рис. 2) дает значения энергии активации U^* в несколько сотых долей электрон-вольта, а активационный объем $\gamma \sim 10^{-30}$ м³. В таблице приведены значения U^* и γ , отвечающие наибольшим величинам σ на рис. 2. Очевидно, столь низкие значения U^* и γ обусловлены высокими величинами σ на этой стадии, при которых только упругие деформации могут достигать нескольких процентов.

В этих условиях можно ожидать весьма редких и труднообнаруживаемых в обычных обстоятельствах механизмов течения. Активационные объемы, составляющие несколько десятых долей от объема V_0 , занимаемого катионом в решетке, прямо свидетельствуют о деформации за счет движения отдельных атомов [9,10]. Опыты по влиянию всесто-

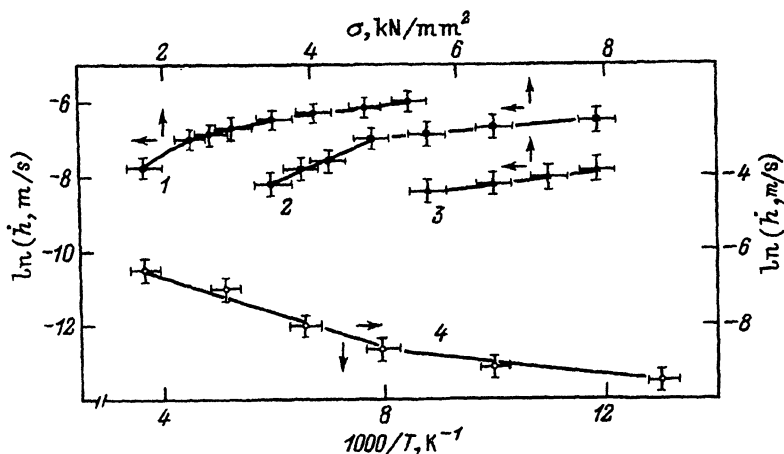


Рис. 2. Зависимости $\ln \dot{h}$ от σ при $T = 293$ (1), 196 (2) и 77 K (3) и $(1000/T)$ (4) на второй стадии внедрения индентора в грань (001) LiF.

Активационные параметры начальной стадии процесса микроиндентирования ряда ионных кристаллов при комнатной температуре

Активационные параметры	Тип кристалла			
	LiF	NaCl	KCl:Ba	MgO
U^* , eV	0.05	0.11	0.03	0.16
γ , 10^{-30} м ³	1.20	1.40	1.20	0.30

ровного внешнего давления на скорость диффузии дают аналогичные значения $V = 0.6 \div 0.7V_0$ [11]. Отсутствие независимых надежных данных об активационных параметрах зарождения и движения межузельных атомов и вакансий в условиях высоких давлений ($\sim 0.1 \div 1.0$ Мбар) не позволяет сделать обоснованный выбор между этими возможностями, хотя с ростом напряжений сжатия краудсионные механизмы, естественно, становятся более вероятными. На более поздних стадиях, когда σ начинает приближаться к статическому значению микротвердости ($t \geq 10$ мс), U^* увеличивается до $0.2 \div 0.3$ eV, а $\gamma \sim 10^{-28}$ м³, что согласуется с данными [1,9] и свидетельствует в пользу преимущественно дислокационного механизма течения.

Отдавая себе отчет в том, что точность определения величин U^* и γ описанным выше способом невысока ($\sim 30 \div 40\%$) (проигнорированы неоднородность внешних приложенных напряжений и наличие внутренних), заметим, что учет этих и других факторов вряд ли сможет изменить порядок величин U^* и γ и, следовательно, поставить под сомнение основной вывод работы о существенной роли точечных дефектов в процессах массопереноса на начальной стадии индентирования.

Список литературы

- [1] Боярская Ю.С., Грабко Д.З., Кац М.С. Физика процессов микроиндентирования. Кишинев (1986). 296 с.
- [2] Булычев С.И., Алехин В.П., Шоршоров М.Х. Физика и химия обраб. материалов 5, 69 (1979).
- [3] Боярская Ю.С., Грабко Д.З., Мединская М.И. Изв. АН СССР. Неорган. материалы 26, 5, 1017 (1990).
- [4] Рожанский В.Н., Назарова М.П., Светлов И.Л., Калашникова Л.К. Phys. Stat. Sol. 41, 579 (1970).
- [5] Рожанский В.Н., Сизова Н.Л., Урусовская А.А. ФТТ 13, 2, 411 (1971).
- [6] Акчурин М.Ш., Васев Е.Н., Михина Е.Ю., Регель В.Р. ФТТ 30, 760 (1988).
- [7] Кац М.С., Регель В.Р., Боярская Ю.С. ФТТ 17, 922 (1975).
- [8] Боярская Ю.С., Головин Ю.И., Кац М.С., Тюрин А.И., Шибков А.А. Изв. Латв. АН 5, 41 (1991).
- [9] Инденбом В.Л., Орлов А.Н. ФММ 43, 3, 469 (1977).
- [10] Инденбом В.Л. Письма в ЖЭТФ 12, 526 (1970).
- [11] Зайцев В.И., Ляфер Е.И., Токий В.В. ФТТ 17, 1866 (1975).