

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

В. И. ЛИХТМАН и Е. П. ЗАКОЩИКОВА

**ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ НА МАЛЫЕ  
ДЕФОРМАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ОЛОВА**

(Представлено академиком П. А. Ребиндером 5 IV 1949)

Как известно, для металлических монокристаллов необратимые пластические сдвиги в действующей системе скольжения имеют место уже при самых малых напряжениях, очень далеких от предела текучести.

В работах акад. П. А. Ребиндера и его сотрудников<sup>(1)</sup> развиты общие представления о роли микрощелей, обратимо развивающихся при деформации на основе дефектов в структуре кристалла. С этой точки зрения возникновение пластических сдвигов до предела текучести может быть объяснено неравномерным развитием микрощелей, соответствующих данному напряжению. При каждом данном напряжении в деформируемом кристалле образуется некоторое число весьма развитых микрощелей, значительно превосходящих своими размерами наиболее вероятный размер, отвечающий максимуму кривой распределения по размерам. Эти большие микрощели оказываются активными в том смысле, что концентрация усилий в их тупиковых частях приводит к возникновению сдвига. Число таких активных щелей тем больше, чем выше напряжение  $P$ , приложенное к кристаллу. При очень малых  $P$  активные микрощели практически не возникают, что соответствует „истинно-упругой“ деформации. С ростом  $P$ , в связи с перемещением кривой распределения в сторону больших размеров щелей, число активных микрощелей непрерывно возрастает, и вместе с тем непрерывно растет остаточная деформация.

Таким образом, становится очевидным, что „истинный“ предел упругости, по необходимости, должен зависеть от точности регистрации малых остаточных деформаций.

Если опыт ставится таким образом, что деформация остается постоянной, то пластические сдвиги, вызываемые активными микрощелями, будут приводить к частичному снятию напряженного состояния и, следовательно, к смещению всей кривой распределения микрощелей в сторону меньших размеров щелей. Число активных микрощелей убывает, таким образом, необратимо, что должно привести к постепенному уменьшению скорости пластического течения вплоть до нуля, когда упругое напряжение кристалла становится равным  $P_k$  — пределу упругости. Убыль упругих напряжений должна быть пропорциональна числу активных микрощелей, способных образовать сдвиг, т. е. —  $\frac{d(P - P_k)}{d\tau} = k'n_1$ , но, с другой стороны, число активных микрощелей  $n_1$  само пропорционально превышению данного напряжения над „истинно-упругим“, т. е.  $n_1 = k''(P - P_k)$ . Следовательно,

$\frac{d(P - P_k)}{\tau d} = k(P - P_k)$ , т. е. закон релаксации упругих напряжений со временем, впервые указанный Н. Ф. Шведовым (2).

Исследование малых пластических деформаций в области напряжений до предела текучести было проведено нами на монокристаллах олова.

Образец в виде проволоки диаметром 1 мм и длиной 2—3 см закреплялся с помощью сплава Вуда в зажимах прибора Поляни. „Мгновенная“ нагрузка на кристалл задавалась прогибом стальной динамометрической пластинки, на которую опиралась призма верхнего зажима прибора. Величина нагрузки выбиралась с таким расчетом, чтобы возникающее при этом напряжение  $P_0$  оставалось значительно меньше предела текучести.

Вместе с ростом в монокристалле остаточных деформаций происходит уменьшение упругого изгиба динамометрической пластинки, т. е. уменьшается напряжение, приложенное к кристаллу. Вследствие этого скорость пластического течения монокристалла постепенно уменьшается и через некоторое время практически обращается в нуль при  $P = P_m$ , т. е. еще до полного спрямления упругого динамометра, что связано с упрочнением монокристалла. Вторичное „мгновенное“ нагружение монокристалла до первоначального напряжения  $P_0$  вновь вызывает развитие пластической деформации, но с меньшей начальной скоростью, и равновесное состояние будет достигнуто при меньшей абсолютной величине пластической деформации, т. е. при большем напряжении упругого динамометра  $P_m' > P_m$ . Дальнейшие циклы нагружений с последующим пластическим течением кристалла приводят к все большему смещению равновесного состояния в сторону возрастания  $P_m$ . В каждом отдельном цикле величина коэффициента упрочнения  $\lambda = k \frac{P_m}{P_0 - P_m}$ , где  $k$  — модуль упругости динамометрической пластинки. Отсюда видно, что коэффициент упрочнения кристалла увеличивается по мере нарастания числа циклов, так как  $P_m \rightarrow P_0$ .

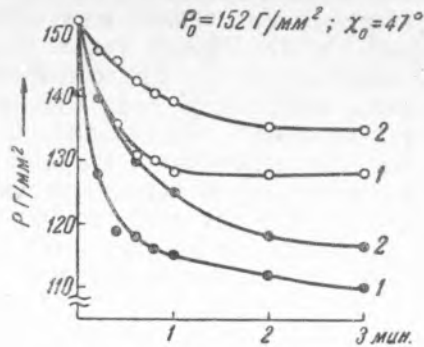


Рис. 1

Если рассматривать кристалл — упругий динамометр как единую систему, подвергаемую деформации, то наблюдаемое при этом за один цикл уменьшение упругой части деформации динамометра ( $E_1$ ) за счет пластической деформации кристалла ( $E$ ) представляет собою, по существу, процесс релаксации упругих напряжений в этой системе при условии постоянства общей деформации:  $E_0 = E_1 + E = \text{const}$  при  $\tau = 0$ ,  $E_1 = E_0$ , при  $\tau = \infty$  ( $\gg \theta$ ),  $P = P_m$ ,  $E = E_m = P_m / \lambda$ .

Здесь  $E$  — пластическое удлинение монокристалла  $E = \Delta l / l_0$ ,  $\Delta l$  не превышает 200  $\mu$  и величины  $E$ ,  $E_0$  составляют не более 1% от  $l_0$ . Таким образом, процесс самопроизвольного спада напряжений во вре-

мени  $P = P(\tau)$  действительно можно рассматривать как релаксационный.

Процесс релаксации в такой системе осуществляется по схеме Шведова:

$$P - P_m = (P_0 - P_m) e^{-\tau/\theta},$$

где  $\tau$  — время,  $\theta$  — период релаксации.

На рис. 1 дан типичный график  $P(\tau)$  для монокристаллов олова в воздухе (белые кружки) и в 0,2% растворе олеиновой кислоты в вазелиновом масле (черные кружки). Как видно, скорость пластического течения кристалла, деформируемого в поверхностно-активной среде, возрастает в 3–5 раз, а равновесное состояние, характеризующееся остающимся упругим напряжением динамометра  $P_m$ , значительно смещается в сторону уменьшения остающихся напряжений. На рис. 2

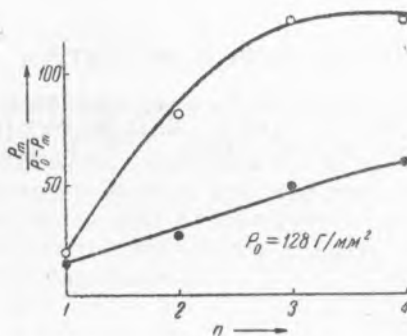


Рис. 2

показан ход коэффициента упрочнения  $\lambda$  с увеличением числа циклов в воздухе и в активной среде.

Вторая серия опытов состояла в том, что один и тот же монокристалл олова вначале подвергался деформации в воздухе, а затем, через 2–3 цикла нагружения, помещался в активную среду, где и

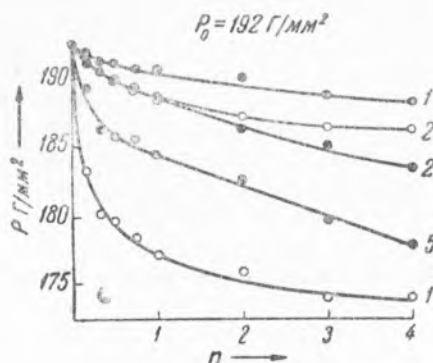


Рис. 3

продолжалось его дальнейшее деформирование. Как видно из рис. 3, „включение“ в процесс поверхностно-активного вещества в корне меняет картину деформации. Кривые течения вместо того, чтобы подниматься все выше с увеличением числа циклов, как это всегда имеет место в неактивной среде, теперь, под влиянием адсорбции в микрощелях, начинают опускаться и через 3–4 цикла нагружения в поверхностно-активной среде проходят даже ниже кривой течения, соответствующей первому циклу. Следовательно, адсорбирующиеся вещества при воздействии на уже упрочненный кристалл способны при даль-

нейшем деформировании понижать коэффициент упрочнения почти до значения, соответствующего неупрочненному металлу. Кроме того, в присутствии поверхностно-активных веществ, внешнее напряжение  $P_0$ , приложенное к кристаллу и убывающее с ростом пластической деформации, вызывает большую пластическую деформацию в кристалле и, следовательно, конечное равновесное состояние между величиной пластической деформации и остающимся упругим напряжением в кристалле смещается в сторону уменьшения остающихся упругих напряжений. Таким образом, релаксация упругих напряжений в кристалле в присутствии поверхностно-активных веществ проходит полнее, и величина остающихся, не релаксирующих упругих напряжений меньше, чем в неактивной среде.

Отдел дисперсных систем  
Института физической химии  
Академии наук СССР

Поступило  
16 III 1949

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> П. А. Ребиндер и В. И. Лихтман, ДАН, 56, № 7 (1947); В. И. Лихтман, П. А. Ребиндер и Л. П. Янова, ДАН, 56, № 8 (1947); В. И. Лихтман и П. А. Ребиндер, ДАН, 57, № 1 (1947). <sup>2</sup> Н. Ф. Шведов, J. Phys., 2, 341 (1889).