

В. В. Неверов

ДИССИПАТИВНАЯ МЕЗОСКОПИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

В [4—5] получены экспериментальные доказательства существования в тонких образцах, пластически деформируемых сдвигом под давлением, новой диссипативной структуры, названной структурой неравномерного давления (СНД). Эта структура определяет пластические движения слабоизученного интервала масштабных уровней, располагающегося между микро- и макроуровнями, информация о котором необходима для объединения теории дислокаций с теорией пластичности сплошной среды [6] и который в значительной степени определяет ряд технических процессов, например механическое сплавнение [4, 5], трение и износ [3].

В настоящей работе рассмотрены процессы зарождения, накачки, релаксации, а также пластические движения области высокого давления (ОВД), являющейся элементом СНД, и условия формирования СНД.

Экспериментальные данные. Образцы толщиной 0,15—0,5 мм и диаметром 8—12 мм из одного металла или из трех слоев чередующихся двух металлов (сэндвичи) сжимали между плоскими параллельными пуансонами до давления 0,2—1,4 ГПа и пластически деформировали поворотом одного из пуансонов. Поверхности образцов и средних слоев сэндвичей, обнаженные химическим растворением крайних слоев, а также поперечных шлифов изучали с помощью оптического и электронных растрового и просвечивающего (метод реплик) микроскопов. Ниже изложены основные наблюдения.

На прилегавших к пуансонам предварительно окисленных поверхностях цинка оксидные пленки сдвинуты с одних участков и сосредоточены на других (рис. 1, а, $\times 60$). С увеличением сдвига неравномерность распределения смещений по поверхностям контакта усиливается. Материал отдельных участков увлекается пуансонами и в виде тонких клиньев натягивается на соседние. На рис. 1, б ($\times 400$) после снятия нагрузки клин приподнялся над поверхностью.

В образцах из особо чистого алюминия после деформации осколки оксидных пленок оказываются погруженными в глубь образца. Так, на

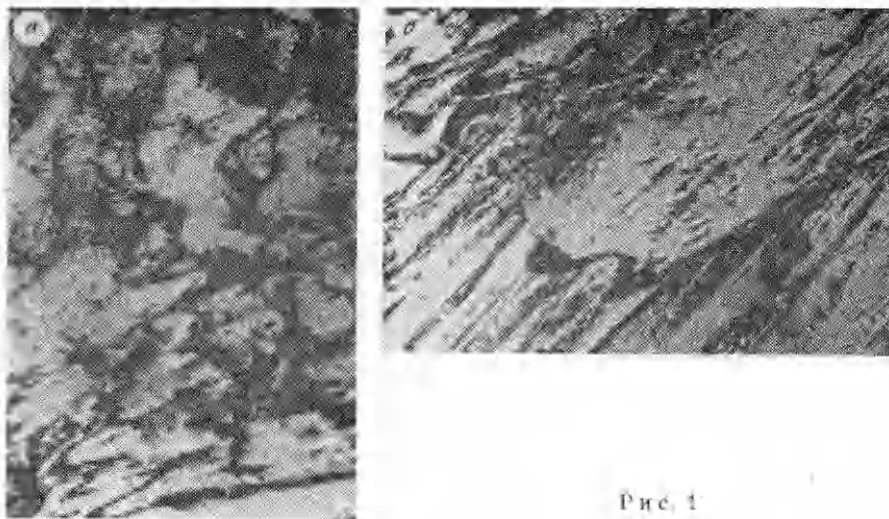


Рис. 1

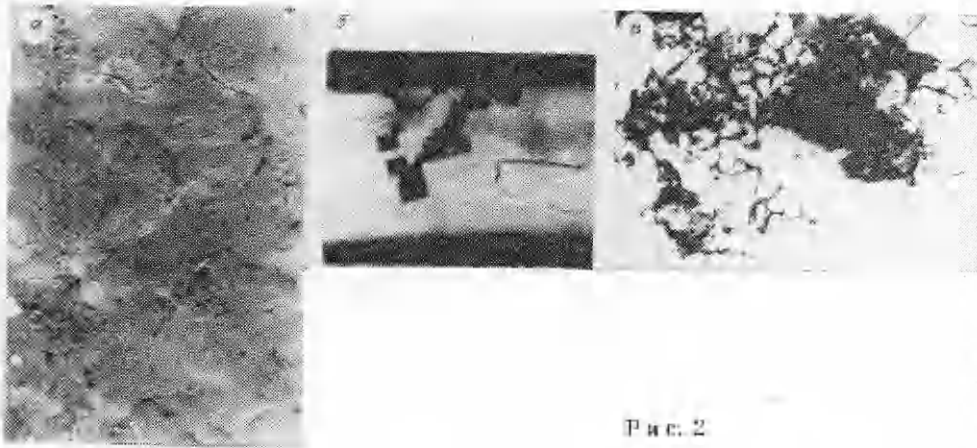


Рис. 2

реплике от поверхности, вскрытой при послойном химическом растворении образца, обнаружены осколки оксида алюминия в виде групп узких вытянутых полосок (рис. 2, *a*, $\times 5000$). Травление в препарате, действующем избирательно только на материал, содержащий оксиды, приводит к образованию в образцах глубоких, нередко сквозных ям (рис. 2, где *b* — поверхность поперечного шлифа, $\times 100$, *v* — поверхность образца, $\times 170$).

Изменение расположения осколков оксидных пленок, которые служат реперными метками, и образование клиньев позволяют восстановить пластические движения материала. Наблюдения рис. 1 поясняют схемы рис. 3, *a*, *b*, а рис. 2 — схема рис. 3, *v* (на рис. 3 стрелки указывают направление движения материала, утолщенные линии — оксидные пленки, штриховые — поверхности локализации сдвигов). Неоднородное перемещение материала дает основание считать, что в тех областях, куда материал переместился (в этих местах наблюдаются скопления оксидных пленок, располагаются клинья и материал с поверхности проникает в объем образцов), давление повышено. Для средней толщины клина $2 \cdot 10^{-3}$ мм и толщины образца 0,2 мм локальное повышение давления составит 1 ГПа. Центральные части ОВД (ядра) на рис. 3 заштрихованы.

На поверхностях среднего слоя серебра в сэндвичах цинк — серебро — цинк в ходе деформирования формируется рельеф (рис. 4, общий вид серебряного слоя, $\times 14$). Вначале на поверхности появляются цара-

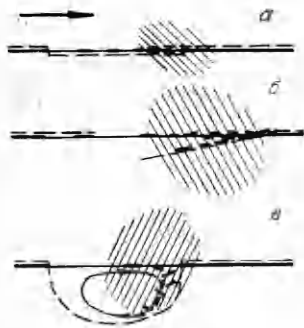


Рис. 3

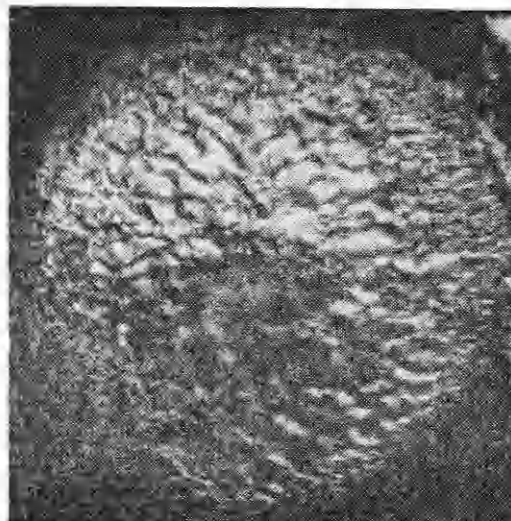


Рис. 4

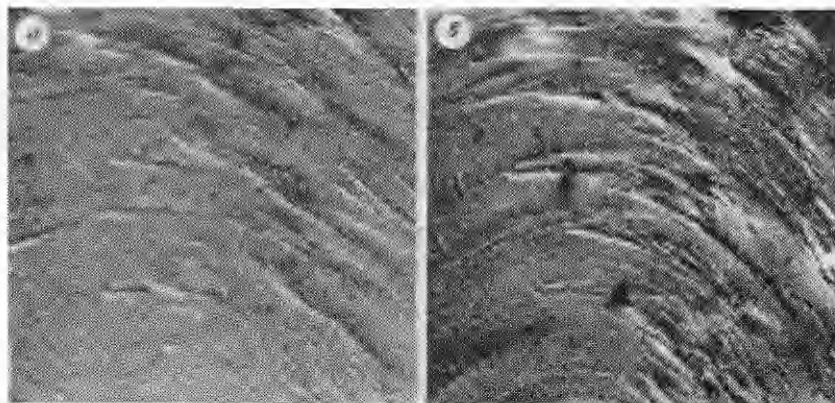


Рис. 5

пины (рис. 5, *a* — скорость сдвига $\dot{\gamma} = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\times 35$, *б* — $\dot{\gamma} = 1 \text{ с}^{-1}$, $\times 35$, рис. 6, *a* (схема царапин), где 1, 2 для $\dot{\gamma} = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, 3 для $\dot{\gamma} = 1 \text{ с}^{-1}$), а затем *S*-образные перегибы (рис. 7, где *a* для $\dot{\gamma} = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\times 35$, *б* для $\dot{\gamma} = 1 \text{ с}^{-1}$, $\times 35$, *в* — поперечное сечение, $\times 70$), от крайних по высоте частей которых в направлении сдвига могут отходить тонкие прослойки — «язычки». Царапины представляют собой цепочки увеличивающихся возвышений, соединенных канавками, причем возвышения располагаются на тыльном конце канавок. При $\dot{\gamma} = 1 \text{ с}^{-1}$ канавки в цепочке расширяются, углубляются, сливаются друг с другом, вызывая искривление всего слоя серебра и образование перегибов. Сами перегибы относительно небольшие, частые и могут накладываться друг на друга. При $\dot{\gamma} = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ вначале возвышения и канавки увеличиваются, а затем канавки мельчают и сходят на нет. Тем не менее перегибы образуются и имеют большие размеры и более плавные очертания, чем при большей скорости сдвига.

Сэндвичи состояли из слоев металлов в состоянии наибольшего деформационного упрочнения с микротвердостью у цинка 0,5 ГПа и серебра 1,0 ГПа, чему соответствует $\tau_{sZn} = 0,09 \text{ ГПа}$ и $\tau_{sAg} = 0,17 \text{ ГПа}$. Пластическая деформация первоначально сосредоточена в металле с меньшим τ_s , т. е. в цинке. Наличие на серебре царапин показывает, что сдвиги происходят и по контакту слоев сэндвича, что в цинке появляются области, τ_s которых больше, чем у серебра, а следовательно, увеличивается не менее чем в 2 раза, что на эти упрочненные области действует сила, нормальная к поверхности контакта, компонент которой создает избыточное над средним локальное сжимающее область давление не ниже микротвердости серебра, т. е. не ниже 1 ГПа. Естественно принять, что это давление и повышает τ_s области.

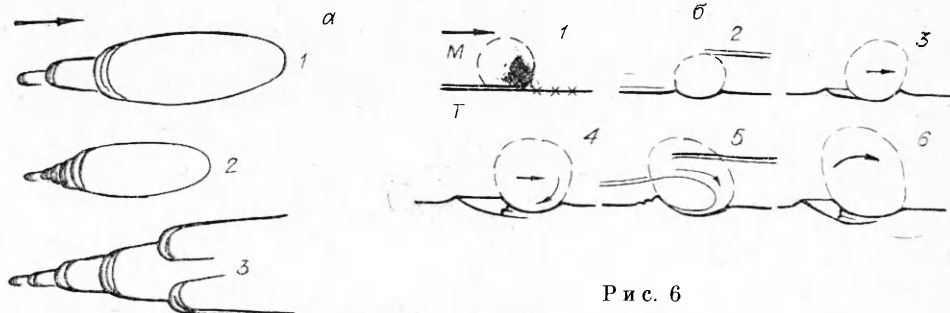
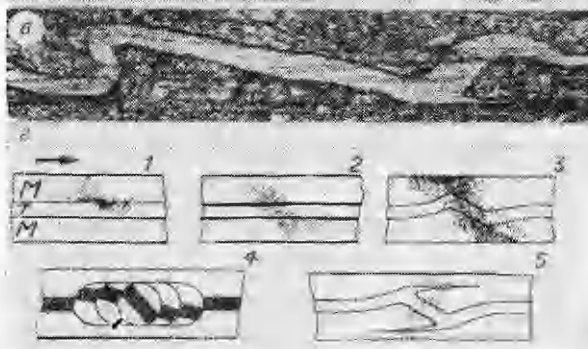


Рис. 6



Рис. 7



Из образования перегибов (рис. 7) следует, что области сэндвичей, охватывающие по высоте весь образец, совершают поворотные движения, а так как элементы серебряного слоя могут быть повернуты относительно ис-

ходного положения без изменения толщины слоя, то области совершают повороты как единое целое, по крайней мере, в своей центральной части. Оси поворотов близки к радиальному направлению, и схема движения подобна качению твердого ролика между поверхностями пуансонов. Так как площадь поверхностей, сопровождающих поворот сдвигов, больше, чем у альтернативного «квазиламинарного» сдвига, и поворот вовлекает в пластическое движение более прочный металл — серебро, чем тот металл, в котором мог бы произойти альтернативный сдвиг, то следует принять, что на эту область действуют локальные повышенные усилия и что цинк под действием сжимающего область давления в области поворота упрочнен.

С учетом изложенного на рис. 6, б представлены схемы вариантов пластических движений, приводящих к образованию царапин, буквами *M* и *T* помечены мягкий и твердый слой, ОВД заштрихованы или обведены штриховыми линиями, двойными линиями проведены поверхности локализации сдвигов, а крестиками — стопоры, т. е. участки, на которых сдерживается сдвиг по поверхности контакта слоев. Царапины формируются в результате чередования сдвигов как целого и поворотов как целого ядер ОВД в цинке (рис. 6, б, где 1, 2 — образование ядер, 3 — сдвиг, 4, 5 — поворот, 6 — рост ядер). Поворотным движением материала серебро протаскивается под ядром с образованием возвышения на тыльных концах канавок.

Схемы на рис. 7, г иллюстрируют этапы процесса образования перегиба (1, 2 — формирование ОВД, 3, 4 — повороты, 5 — конечная форма).

Сохранение возвышений царапин от смятия при движении по ним следующего за ядром материала дает основание считать, что ядро воспринимает на себя сжимающее усилие от пуансонов так, что в материале, окружающем ядро, давление понижено, а возможно, что за ядром цинк отходит от контакта с серебром. Поэтому механическое воздействие на возвышения ослаблено, и они могут сохраниться. Подобный эффект — разделение сжатых поверхностей трения за счет расклинивания их нагребавшимся в отдельных местах материалом — наблюдали в [7]. Поскольку длина цепочки возвышений в 2—3 раза больше ширины канавки, то, принимая, что линейные размеры ядра равны ширине

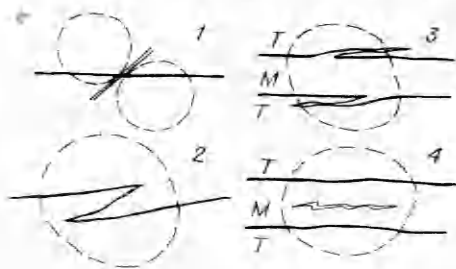
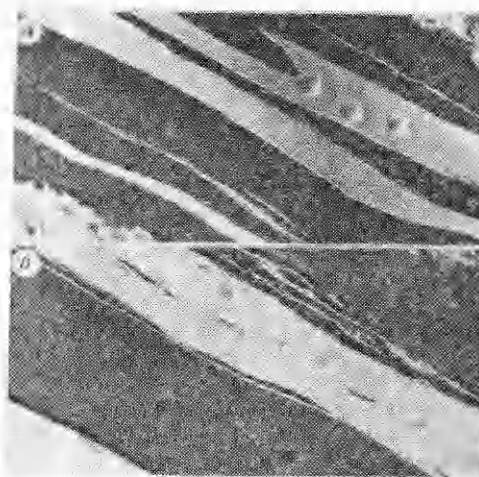


Рис. 8

канавки, найдем, что при среднем сжимающем пуансоны давлении в 1 ГПа локальное давление в ядре составляет 3—4 ГПа.

Выполаживание канавок в случае деформации с малой скоростью показывает, что скорость процессов, приводящих к усилению и росту ОВД, снижается с уменьшением γ и поэтому перепады давления ослабляются вследствие релаксации. Время релаксации, оцениваемое по времени, в течение которого продавливаются канавки всей цапаины, равно нескольким секундам. Поскольку перегибы тем не менее образуются, то следует, что их предтечей являются более протяженные и с меньшим избыточным давлением области, которые в процессе эволюции следов на серебре не оставляют. Изложенное согласуется с большими размерами и с большей плавностью очертаний перегибов (рис. 7, а, б). Отметим, кроме того, что сход на нет канавок исключает из предполагаемых причин образования цапаин пы-

линки или другие твердые инородные включения.

Эволюция формы слоев сэндвичей и связанные с ней пластические движения зависят от отношения сопротивлений сдвигу крайних и среднего слоев f . Описанное выше относится к $f = 0,5$. Если $f = 1$, то амплитуда перегибов уменьшается и преобладающими становятся натяги с длинными прослойками (рис. 8, а, $\times 14$). Если $f > 1$, то на среднем мягком слое формируются периодические утолщения, от которых в твердый слой отходят очень тонкие, зачастую по несколько штук от одного места, прослойки (строгание), а в средней части мягкого слоя могут образоваться тонкие вытянутые вдоль слоя несплошности, на которых также имеются перегибы, но малых размеров (рис. 8, б, $\times 14$). Схемы соответствующих пластических движений показаны на рис. 8, в, где образование натяга, 3 — строгание, 4 — срез ОВД по диаметральной поверхности, ядра ОВД обведены штриховыми линиями.

Изложенные наблюдения и анализ приводят к следующим положениям. Сдвиги по поверхностям контакта распределяются неравномерно, что приводит к перераспределению материала, а значит, плотности и давления. Давление в ОВД может составлять несколько гигапаскалей, что заметным образом повышает τ , материала области. Так как ОВД упрочнены, то они совершают пластические движения типа сдвигов и поворотов преимущественно как единое целое. Одновременно с процессами накачки действуют процессы релаксации. Если преобладают первые (большие γ , низкие температуры), то ОВД растут, за счет конкуренции их расположение упорядочивается и формируется диссипативная динамическая мезоструктура неравномерного давления.

Поскольку локальные неоднородности действующих напряжений и τ , практически неустраняемы, то пластическая деформация всегда носит неоднородный характер, и поэтому СНД в принципе возникает всегда и речь следует вести только о степени ее развития и о ее влиянии на деформацию в сравнении с влиянием традиционных факторов.

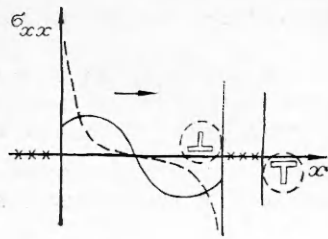


Рис. 9

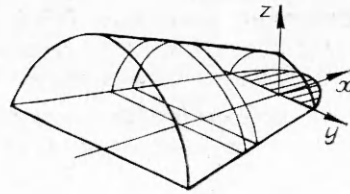


Рис. 10

Зарождение ОВД. Напряжения, действующие по контакту слоев, образуют мозаику. Перед локальными участками контакта с повышенным, например, коэффициентом трения — стопором, помеченным на рис. 9 крестиками, уже при упругом сдвиговом нагружении материал задерживается, и σ_{xx} перед стопором увеличивается (сплошная кривая на рис. 9). Увеличивается и $\sigma_{yy} = \nu\sigma_{xx}$ (ν — коэффициент Пуассона), а следовательно, и напряжения трения $\tau_x = \mu\nu\sigma_{xx}$ (μ — коэффициент трения). На этой стадии процесс подобен образованию заломов при молевом сплаве, когда перед относительно слабым препятствием слой бревен ложится на дно, что увеличивает силу задержки. В результате σ_{xx} увеличивается с удалением от стопора. Полагая, что перед стопором ОВД имеет форму усеченного полуконуса, упирающегося вершинной частью в стопор (рис. 10, стопор затенен), из условия равновесия слоя dx в предположении, что $\sigma_{xx} = \text{const}$ в сечениях $x = \text{const}$, найдем

$$(1) \quad \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_c} = \left(1 - \frac{2 \operatorname{tg} \beta x}{l}\right)^{4\mu\nu/(\pi \operatorname{tg} \beta)}$$

где σ_c — напряжения перед стопором; β — угол раскрытия конуса; l — размер стопора. Результаты расчетов по (1) относительных величин σ_{xx}/σ_c , F/F_c , M/M_c (F — сила, действующая в сечении $x = \text{const}$, и M — обусловленный ею момент) представлены в табл. 1. Принимая, что сила задержки сдвига только стопором равна превышению силы трения на стопоре над средним значением и что площади стопора и сечения ОВД у стопора одинаковы, получим $\sigma_c = \Delta\mu p$ ($\Delta\mu$ — повышение коэффициента трения на стопоре, p — среднее давление). Для $\Delta\mu = 0,1$ и $p = 1$ ГПа $\sigma_c = 0,1$ ГПа, и в соответствии с данными табл. 1 σ_{xx} увеличивается слабо.

С развитием пластических сдвигов по контакту слоев распределение σ_{xx} постепенно трансформируется от упругого к пластическому (рис. 8, штриховая кривая). Последнее подобно известному для двустороннего скопления краевых дислокаций [8]. В результате концентрирования напряжений перед стопором увеличивается. Принимая, что сила, действующая в упругом состоянии в сечении $x = -5l$, теперь воспринимается сечением $x = -l$, по данным табл. 1 находим $\sigma_{xx} = 0,8-3,3$ ГПа, что близко к экспериментальным оценкам.

Таким образом, вследствие неравномерности пластических движений у стопора зарождается ядро сильно сжатого материала, в которое

Таблица 1

x/l	β , град					
	20			5		
	σ_{xx}/σ_c	F/F_c	M/M_c	σ_{xx}/σ_c	F/F_c	M/M_c
1	1,11	3,3	5,7	1,14	1,66	1,8
2	1,23	12	39	1,39	3,2	4,9
5	1,31	28	126	1,61	5,6	11
10	1,46	98	810	2,15	16	45
15	1,55	217	2560	2,55	34	124

упирается ОВД. Под действием F и M ядро может совершать сдвиги и повороты как целое.

Упрочнение материала ОВД. По влиянию давления на τ_s известны две группы экспериментов. В первой группе пластическую деформацию проводили растяжением в жидкой передающей давление среде при относительно небольших скоростях деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^{-4}$. Влияние давления объясняется увеличением упругих модулей и описывается формулой [9]

$$(2) \quad \tau_s = \tau_{s0} [1 + (6 \div 11)p/K],$$

где τ_{s0} — предельное сопротивление сдвигу без давления; K — модуль всестороннего сжатия.

Во второй группе деформацию проводили сдвигом под давлением со скоростью сдвига около 1 с^{-1} . Наиболее точные результаты получены в опытах с кольцевыми пуансонами [10, 11]. Прирост τ_s в этом случае в несколько раз больше и описывается формулой

$$(3) \quad \tau_s = \tau_{s0} + kp$$

(k — коэффициент, равный 0,05—0,10 для разных металлов). Интенсивность деформаций сдвига и скоростей деформаций сдвига для второй группы много больше, чем для первой, и, значит, (3) учитывает как увеличение модулей, так и дополнительное упрочнение. Последнее [12] связывают с измельчением зерен и фрагментов. Поскольку ОВД возникает в мягком металле, где первоначально сосредоточена пластическая деформация, то в расчетах для мягкого металла использовали формулу (3), а для твердого — (2). Тогда, например, условие $\tau_{sZn} = \tau_{sAg}$ выполняется при $p = 2,3 \text{ ГПа}$. Сила, которая формирует ядро, создает высокие напряжения, действующие со стороны ядра в мягком слое на твердый. Ядро вдавливается в твердый слой, и он вовлекается в пластические движения.

Конфигурация поля напряжения ядра. После образования ядер поле напряжений в образце удобно разделить на две части: среднее сжимающее давление и локальные поля, обусловленные силами, сосредоточенными по площадкам контакта ядер и твердого слоя. Представление о локальных полях можно составить на основе решения задачи о напряжениях в упругом полупространстве от нормальной и касательной нагрузок, распределенных по полосе [13]. Положение области с максимальной интенсивностью касательных напряжений изменяется с ростом отношения касательной силы к нормальной, равного 0; 0,2; 0,4 (рис. 11, линии 1—3). Соответственно изменяется и положение поверхности, по которой развивается пластический сдвиг в ядре. Так как решение [13] из упругих характеристик содержит только слабоменяющийся для различных металлов коэффициент Пуассона, то подобные поля существуют в объемах каждого слоя, и сдвиги могут произойти как в одном, так и в другом слое в зависимости от τ_s материалов, вычисленных с учетом влияния давления (рис. 11, где 4 — линия равных главных нормальных напряжений).

Процессы накачки и релаксации. В табл. 2 даны оценки скорости увеличения давления (dp/dt) в ОВД для ряда механизмов перераспределения материала. Во всех механизмах dp/dt обратно пропорционально размеру ядра L , и поэтому без учета других обстоятельств чем меньше L , тем больше p .

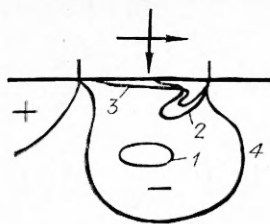


Рис. 11

В табл. 3 приведены схемы движений, уравнения и характеристики процессов пластической релаксации ядер. В первом процессе материал из ядра удаляется за счет диффузии в него вакансий. Так как время релаксации t_r в этом случае много больше длительности опытов, то от-

Т а б л и ц а 2

Процесс	Рисунок	Формулы для оценки скорости изменения давления при $\dot{\gamma}=1\text{с}^{-1}$ и принятые значения величин	$\frac{dp}{dt}$, ГПа/с
Задержка сдвига на стопоре	6, а, б, 1	$\frac{dp}{dt} = K \frac{\Delta V}{V} \frac{v}{\Delta b} \approx K \frac{v}{L}$, $K_{Zn} = 60$ ГПа, $v = 4 \cdot 10^{-4}$ м/с, $\Delta V = \Delta b L$, $V = L^2$, $L = 10^{-4} - 10^{-5}$ м	240—2400
Несовпадение плоскостей сдвига	6, б, 2, 5	$\frac{dp}{dt} = K \frac{s}{L} \frac{v}{L}$, $s/L = 0,2$, $v/L = 0,4 - 4$ с $^{-1}$	48—480
Поворот ядра с неравноосной формой	6, б, 5, 6 7, в, 2—4	$\frac{dp}{dt} \approx K \frac{L_1 - L_2}{L_1 \pi/2} \frac{v}{L_1}$, $L_1 - L_2 = 0,2 L_1$	30—300
Образование тонких прослоек	8, в, 3	$\frac{dp}{dt} = K \frac{L_{\Pi}}{L} \frac{v}{L}$, $L_{\Pi}/L = 0,1$	24—240
Надвигание ядер друг на друга	7, в, 2, 3 8, в, 1	$\frac{dp}{dt} = K \frac{\Delta L}{L} \frac{v}{L}$, $\Delta L/L = 0,2$	48—480
Сдвиг по плоскости, непараллельной плоскости макросдвига	8, в, 2	$\frac{dp}{dt} = K \frac{b \operatorname{tg} \alpha}{L} \frac{v}{b}$, $\alpha = 0,1$	24—240

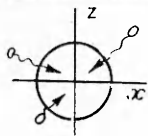
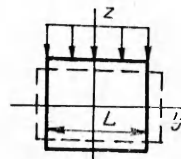
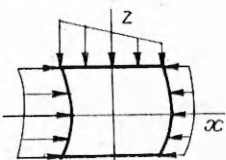
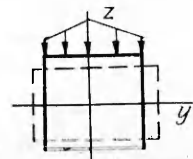
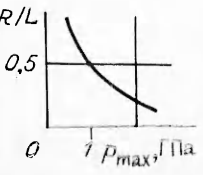
Примечания: v — скорость сдвига, Δb — задержанный сдвиг, s — расстояние между плоскостями сдвига, $L_{1,2}$ — размеры ядра во взаимно перпендикулярных направлениях (принято, что они экстремальны), L_{Π} — толщина прослойки, ΔL — перекрытие ядер, b — сдвиг, α — угол между плоскостями микро- и макросдвига.

ответственный за релаксацию механизм не может быть чисто диффузионным. Следовательно, релаксация определяется диффузионно-дислокационными и (или) дислокационными механизмами. Второй процесс представляет собой осевое вытеснение материала из ядра, для которого принята цилиндрическая форма, под действием равномерного бокового давления. Принято, что процесс подобен растяжению цилиндра, на основании чего работы по растяжению и выдавливанию считаются равными. Так как вытеснение происходит в окружающий материал, то напряжение течения удваивается. Это условие принимали и в последующих моделях. В третьем случае давление начала пластической деформации находили для схемы расплющивания ядра под влиянием σ_{zz} , а t_e — для вытеснения слоями, параллельными плоскости xOy в направлении вектора макросдвига. В четвертом процессе принята схема телескопического течения, вызываемого спадом бокового давления от средней части ядра — цилиндра к торцам. В данном случае центральная часть ядра остается в упругом состоянии, что отражает график.

Из этих результатов следует, что наибольшие статические локальные перепады давления для примерно равноосных ядер составляют около $0,8H$, где H — микротвердость металла ($H_{Zn} = 0,5$ ГПа, $H_{Ag} = 1$ ГПа). Так как давление в ядрах больше этих значений, то, следовательно, СНД является динамической, и для ее поддержания требуется непрерывная накачка.

Время жизни ядер при малой скорости деформации, определяемой по длине следа (рис. 5, а), $t_1 = 10 - 100$ с. Время роста ядер до конкуренции между ними при большей скорости сдвига, определяемое по длине следов до их перекрытия (рис. 5, б), $t_2 = 1 - 5$ с. Оценки t_e для

Таблица 3

Схема движений	Условие достижения предела текучести		Вязкое течение	
	Условие равновесия	Характеристика перехода к пластичности	Кинетическое уравнение	Время релаксации, с
			$\frac{dp}{dt} = \dot{\epsilon} \frac{dV}{V dt}, \quad \frac{dV}{dt} = \frac{a_0^c dN}{dt},$ $\frac{dN}{dt} = D \left(\text{grad } c + \frac{\langle c \rangle}{kT} \text{grad } U \right) \bar{S} n_0,$ $D = \frac{1}{6} v_D a_0^2 \langle c \rangle \exp(-E/kT),$ $\langle c \rangle = 10^{-5}, E = 0,5 \text{ эВ}, T = 300 \text{ К}, D = 10^{-13} \text{ см},$ $\text{grad } U \approx \frac{a_0^3 \Delta p}{R}, \quad \Delta p = 1 \text{ ГПа}, R = 10^{-6} \text{ м}$	10 ⁵
	$dA_{\text{обжат}} = dA_{\text{растяж}},$ $2\pi R L p dR = 2\pi R^2 \sigma_s dL,$ $dV = 0, \quad 2 \frac{dR}{R} = - \frac{dL}{L}$	$p_{Zn} = 0,4 \text{ ГПа}$ $p_{Ag} = 0,8 \text{ ГПа}$	$2z \Delta \sigma_{xx} - 2r \eta \left(- \frac{dv}{dx} \right) = 0,$ $v_x = \frac{v \Delta \sigma_{xx}}{\eta} (L^2 - z^2),$ $\frac{dV}{dt} = 2 \int_0^{L/2} v dz = \frac{4 \Delta p}{3 \eta} \left(\frac{L}{2} \right)^2,$ $\eta = 10 \text{ ГПа} \cdot \text{с}$	1
	$\sigma_{zz} - \sigma_{xx} = 4\tau_s,$ $\sigma_{xx} = v \sigma_{zz},$ $\tau_s = \tau_{s0} + k p,$ $p = \frac{1+v}{2} \sigma_{zz}$	$\sigma_{zz Zn} = 0,4 \text{ ГПа},$ $\sigma_{zz Ag} = 0,9 \text{ ГПа}$		
	$\pi R^2 2v \Delta p = 2\pi R \frac{L}{2} \tau_s,$ $p = 0,5 p_{\text{max}},$ $\frac{R}{L} = \frac{1}{\Delta p} \left[\tau_{s0} + k \frac{2(1+v)}{3} p \right]$		$\pi r^2 \sigma_{yy} = \eta 2\pi r \frac{L}{2} \left(- \frac{dv}{dr} \right),$ $v = \frac{\Delta \sigma_{yy}}{\eta L} (R^2 - r^2), \quad \sigma_{yy} = 2v p,$ $\frac{dV}{dt} = 2 \int_0^R v 2\pi r dr = \frac{\pi R^4 2v \Delta p}{\eta L}$	5

процессов 2 и 4 согласуются с этими величинами: $t_1 > t_e > t_2$. Значение коэффициента вязкости η для цинка, принятое для оценок в табл. 3, согласуется с данными [9].

Пластические движения ядра. Схемы рис. 6, б, 7, г, 8, в показывают, что ядра могут срезаться по поверхности, пересекающей ядро вблизи либо его границы (рис. 6, б, 5, 8, в, 3), либо диаметральной плоскости (рис. 8, в, 1, 2, 4), и совершать пластические трансляционные (рис. 6, б, 3, 4) и поворотные (рис. 6, б, 4—6, 7, г, 3, 4) движения как целое. Характер пластического движения ядра определяется значениями действующих τ и предельных τ_s напряжений; τ зависит от конфигурации поля напряжений, которое, если размер ядра меньше толщины слоя, описывается решением [13] (рис. 11), а τ_s — от расположения твердого и мягкого компонентов и от p . Общее правило состоит в том, что чем больше p , а следовательно, τ_s , тем более вероятны движения ядра как целого.



Р и с. 12

Рассмотрим в качестве примера условия изменения движения ядра от поворота как целого к сдвигу как целого (рис. 6, а, б) и от поворота как целого к срезу по диаметральной плоскости (рис. 6, б, 4, 8, в, 4). В первом случае по мере сдвига увеличивается глубина канавки, а следовательно, растут силы, параллельные вектору макросдвига, размер ядра, плечо сил и вращающий момент. В итоге сдвиг сменяется поворотом. При этом ядро приподнимается из канавки, сила сопротивления сдвигу уменьшается, вновь происходит сдвиг, ядро погружается и т. д.

Для оценки условия смены движений во втором случае примем в плоской схеме (рис. 12), что ядро имеет форму круга, на который действует пара сил F с плечом, равным радиусу круга R , что на поверхность ядра в первой и третьей четверти действуют реактивные напряжения τ_{sp} , препятствующие повороту, а во второй и четвертой четверти окружающий ядро материал движется вместе с ядром (в результате ядро и давление в нем увеличиваются), что ядро может срезаться по диаметру, где сопротивление сдвигу равно τ_{sd} . Тогда для вращающего момента M , необходимого для поворота, и для силы F_d , необходимой для среза, имеем

$$(4) \quad M = FR = \tau_{sp} \pi R^2;$$

$$(5) \quad F_d = \tau_{sd} 2R.$$

Приравняв F и F_d и подставляя (5) в (4), получим

$$(6) \quad \tau_{sd} \leq 1,57 \tau_{sp},$$

где первый знак соответствует срезу, а второй — повороту. В материале с однородными свойствами $\tau_{sd} = \tau_{sp}$, и по (6) происходит срез. Рост τ_{sd} под влиянием давления или за счет того, что в средней части ядра находится слой материала с большим τ_s , способствует развитию поворота. Действительно, как описано выше, при $f < 1$ преобладают повороты, а при $f \geq 1$ — срезы.

Условия образования СНД. К зарождению ОВД приводят любые нарушения ламинарного характера пластических движений: несовпадения направлений нормалей к плоскостям скольжения и векторов сдвига в соседних объемах, неоднородность напряжений на контакте образца и инструмента и т. д. Неоднородности действующих напряжений и (или) τ_s материала неустраняемы, поэтому ОВД зарождаются во всех случаях пластической деформации твердых тел. В табл. 4 приведены формулы для оценки гидростатического давления $p = (1/3)(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})$ и размеры ОВД для ряда дислокационных конфигураций [8]. Отметим, что зарождение как трещин, которое неоднократно рассматривалось, так и ОВД представляет собой один и тот же процесс — перераспределение материала в пластически деформируемом теле. Начальные ОВД являются

Таблица 4

Ансамбли	Формулы	Давление, ГПа	
		0,5	1
		Размеры области, нм	
Красная дислокация	$\rho_1 = \frac{2(1 + \nu)Gb \sin \theta}{6\pi(1 - \nu)r}$ $\nu = 0,3, G = 40 \text{ ГПа}, b = 0,3 \text{ нм}$	4,6	2,3
Плоское скопление из $n = 10$ красных дислокаций	$\rho_n \approx n\rho_1$	46	23
Скопление из $n = 10$ призматических дислокаций с радиусом петель, равным длине скопления L_c	$\rho \approx 2\rho_n + \rho_{\text{взаимод}} \approx 2n\rho_1 +$ $+ \frac{n^2 G b^2}{L_c 2\pi(1 - \nu)r}$	100	50

ся препятствием для последующих сдвигов и поэтому растут автоускоренно.

СНД формируется, если скорость пластической деформации выше критической, так, чтобы скорость накачки превосходила скорость релаксации. Критическая скорость зависит от условий опыта и свойств деформируемого материала. В связи с этим остановимся на одном из факторов, который влияет на критическую скорость, а именно на числе параллельных по возможному вкладу в деформацию более крупного масштабного уровня каналов, по которым могут развиваться пластические движения меньшего масштабного уровня. Назовем этот параметр числом пластических степеней свободы и обозначим через i . Примем условно три масштабных уровня пластических движений (макро-, мезо- и микроуровень) и будем считать, что процессы накачки определяются механизмами пластических движений мезоуровня с i_1 , а релаксация — микроуровня с i_2 . Чем больше i_1 , тем выше вероятность того, что при блокировке одного канала вследствие образования на нем ОВД начнет действовать другой, а накачка в ОВД на первом канале прекратится, и область срелаксирует. Чем больше i_2 , тем выше вероятность релаксации. Таким образом, снижение i_1 и i_2 уменьшает критическую скорость. Отсюда образованию СНД способствуют: уменьшение числа систем легкого скольжения, усиление анизотропии τ_s , предрасположенность материала к локализации сдвигов, стеснение пластических движений, например, у поверхности образца контактом с более твердым инструментом, а при таких контактах уменьшением толщины образца, присутствие в образце включений с высоким τ_s и т. д. Для тонких трехслойных образцов [1, 2] критическая скорость $\dot{\gamma} \approx 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. В алюминии высокой чистоты (99,9996 ат. %), рекристаллизующемся при комнатной температуре, и таких же условиях деформации, что и в [1, 2], СНД образуется при $\dot{\gamma} \sim 1 \text{ с}^{-1}$ [3].

Диссипативные структуры пластической деформации должны обладать функциональной устойчивостью, т. е. порождаемые ими пластические движения не должны, по крайней мере быстро, нарушать элементы самой структуры. СНД обладает такой устойчивостью и в той мере, в какой она обуславливает движения ОВД как целого. Таким образом, чем сильнее выражена СНД, чем выше давление в ОВД, тем больше ее функциональная устойчивость.

Учитывая автоускоренный рост ОВД и вязкопластический характер релаксации, одномерное кинетическое уравнение для разности локаль-

ного и среднего давления Δp запишем в виде

$$(7) \quad \frac{\partial (\Delta p)}{\partial t} = a\Delta p + \frac{c}{\eta} \frac{\partial^2 (\Delta p)}{\partial x^2},$$

где a — коэффициент автоускорения, принятый пропорциональным скорости сдвига; $C \sim 1$. Стационарное решение описывает периодическое изменение Δp с длиной волны $\lambda_c = 2\pi(a\eta)^{0.5}$. Случайные неоднородности с $\lambda < \lambda_c$ релаксируют, а с $\lambda > \lambda_c$ усиливаются. Принимая $\eta = 20$ ГПа·с для цинка [9], $a = 2$ с⁻¹ для $\dot{\gamma} = 1$ с⁻¹ и $a = 2 \cdot 10^{-2}$ для $\dot{\gamma} = 10^{-2}$ с⁻¹, найдем, что при $\dot{\gamma} = 1$ с⁻¹ $\lambda_c = 0,03$ мм, при $\dot{\gamma} = 10^{-2}$ с⁻¹ $\lambda_c = 0,3$ мм. Наблюдаемые в [2] средние расстояния между S-образными перегибами больше указанных значений, что соответствует (7).

В заключение отметим, что материалы со строением, а потому и с пластическими свойствами, подобными тем, которые приобретает однородный материал вследствие формирования СНД, распространены в природе и технике. К ним относятся композиционные материалы, строительные растворы с наполнителем, пески и т. д., т. е. материалы, которые можно считать состоящими из двух подсистем с различным τ_s .

ЛИТЕРАТУРА

1. Неверов В. В., Житников П. П. Поворотные движения материала при сдвиговой пластической деформации тонких слоев // Изв. вузов. Физика.— 1989.— № 2.
2. Неверов В. В., Житников П. П., Горкавенко В. В. Образование областей высокого давления при пластической деформации // Изв. вузов. Физика.— 1990.— № 6.
3. Неверов В. В., Сунесс В. Г. Механизм замуравывания поверхностных пленок при действии больших нормальных нагрузок и сдвиговых деформаций // Трение и износ.— 1991.— Т. 12, № 3.
4. Неверов В. В., Житников П. П. Процессы образования соединений при пластической деформации двойных смесей металлов // ФММ.— 1990.— № 11.
5. Неверов В. В. Диссипативные «песочные» структуры пластической деформации и кинетические особенности механического сплавления // ФММ.— 1992.— № 1.
6. Панин В. Е., Гриняев Ю. В., Данилов В. М. и др. Структурные уровни пластической деформации и разрушения.— Новосибирск: Наука, 1990.
7. Coeks M. Role of displaced metal in the sliding of flat metal surfaces // J. Appl. Phys.— 1964.— V. 35, N 6.
8. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций.— М.: Атомиздат, 1972.
9. Фрост Г. Дж., Эшби М. Ф. Карты механизмов деформации.— Челябинск: Металлургия, 1989.
10. Огибалов П. И., Кийко И. А. Очерки по механике высоких параметров.— М.: Изд-во МГУ, 1966.
11. Erbel S. Metoda wyznaczania krzywej umocnienia dla bardzo dużych odkształceń // Mechanik.— 1966.— Т. 39, N 10.
12. Жорин В. А., Федоров В. В., Халимова Д. К. и др. Формирование ультратонкой структуры в никелиде титана при пластической деформации под высоким давлением // ДАН СССР.— 1984.— Т. 275, № 6.
13. Саверин М. М. Контактная прочность материала в условиях одновременного действия нормальной и касательной нагрузки.— М.: Машигиз, 1946.

г. Новокузнецк

Поступила 14/VI 1991 г.,
в окончательном варианте —
27/VII 1992 г.