

## МАССОПЕРЕНОС ДИЛАТАЦИОННЫМ ПОЛЕМ НЕЗАВЕРШЕННОГО СДВИГА

УДК 539.3

**В. В. Неверов**

**Новокузнецкий педагогический институт, 654027 Новокузнецк**

Для объяснения наблюдений, полученных при деформации сдвигом под давлением тонких слоев, развиваются представления о модели незавершенного сдвига.

**Результаты наблюдений.** В опытах [1–6] образцы в виде тонких слоев одного металла или составленные из трех чередующихся слоев двух металлов (сэндвичи) сжимали между плоскими пуансонами и деформировали поворотом одного из пуансонов. Основные результаты наблюдений сводятся к следующему. Пластическая деформация (ПД) в сэндвичах начинается в мягком металле, где образуются области повышенного давления. Области упрочнены, поэтому движутся поступательно и поворотом как целое, царапают, проминают и увлекают в пластические движения более твердый металл.

При скорости относительного сдвига, равной  $1 \text{ с}^{-1}$ , области автоускоренно усиливаются и растут, распространяются на всю толщину образца, конкурируют и, располагаясь упорядоченно, формируют мезоскопическую диссипативную структуру нового в теории ПД типа — структуру неравномерного давления или плотности. При относительной скорости сдвига  $10^{-2} \text{ с}^{-1}$  малые области подрастают, а затем релаксируют. Царапание наблюдается, если сопротивление сдвигу металлов сэндвича отличается в 5 раз и начинается сразу же с началом деформирования. Следовательно, упрочнение может быть значительным и не требует больших степеней ПД. Время релаксации областей высокого давления составляет несколько десятков секунд. Образованию этих областей способствуют неоднородные сдвиговые смещения — незавершенные пластические сдвиги и неравномерные проскальзывания по плоскостям контакта. Структуры неравномерного давления определяют пластические процессы в тонких слоях, а при повышенных скоростях ПД, как следует из анализа [5], — в толстых слоях, а также в образцах любой формы.

Цель данной работы — развитие теоретических представлений для объяснения образования областей ( $\rho$ -областей), плотность которых отличается от средней, автоускоренного роста, сильного упрочнения и малого времени релаксации областей повышенного давления и одинаковости эффектов при ПД и при трении [1–6].

Для описания ПД используются два традиционных подхода: 1) в механике составляется система уравнений, которая должна предсказывать наблюдаемые в опытах эффекты, 2) в физике выбираются типичные элементы структуры, находятся поля напряжений этих элементов (например, путем решения упругой задачи для краевой дислокации вне ее ядра [7]) и с помощью этих полей анализируются ситуации, возникающие в ходе ПД. Здесь использован второй подход.

**Модели краевой дислокации.** Модели решеточной краевой дислокации по виду функции распределения смещений в плоскости сдвига  $u(x, y = 0)$  можно разделить на две группы. В первую входят модели неподвижной дислокации (например, модель Пайерлса — Набарро) с функцией  $u_x(x)$ , симметричной относительно плоскости  $x = 0$ , которая

проходит через линию дислокации, и удовлетворяющей граничным условиям [7]

$$u_x^+(\infty) = -u_x^+(-\infty) = -b/4, \quad u_x^-(\infty) = -u_x^-(-\infty) = b/4, \quad (1)$$

где  $u_x^+$  и  $u_x^-$  — составляющие смещения атомных плоскостей, расположенных над и под плоскостью сдвига;  $\mathbf{b}$  — вектор сдвига. Экстраплоскость расположена над плоскостью сдвига. Во вторую группу входят модели движущейся дислокации (модели Френкеля — Конторовой, Косевича) с несимметричной функцией  $u_x(x)$ , удовлетворяющей, например, по [8] граничным условиям

$$u_x^+(\infty) = 0, \quad u_x^+(-\infty) = b, \quad u_x^-(\infty) = u_x^-(-\infty) = 0. \quad (2)$$

Упругое поле найдено для первой модели и симметрично относительно плоскости  $x = 0$ . Модели движущейся дислокации одномерные, упругое поле не найдено. В этих моделях на дислокацию действуют внешние напряжения. По [7] упругое поле, удовлетворяющее (1), сохраняется и для дислокаций в поле внешних напряжений.

Однако очевидно, что упругое поле дислокации наследует симметрию граничных условий и, значит, при действии внешних напряжений должно изменяться. Несимметричное упругое поле после разгрузки релаксирует в симметричное, при котором силы, действующие между атомными плоскостями, разделенными плоскостью сдвига, уравновешены. Эффекты [1–6] проявляются непосредственно в процессе ПД, поэтому определяются несимметричными полями.

Модели движущейся дислокации построены для описания переноса массы при сдвиговых механизмах ПД [8]. Рассмотрим особенности этого процесса, так как они потребуются в дальнейшем изложении. Используем уравнение непрерывности

$$\int_S (\mathbf{u}, \mathbf{n} dS) = -\Delta V, \quad (3)$$

где  $S$  — замкнутая поверхность;  $\mathbf{n}$  — внутренняя нормаль к  $S$ ;  $\Delta V$  — дилатация объема  $V$ , ограниченного поверхностью  $S$ . Граничные условия (1) и (2) являются предельными. Они ограничивают ряд переходных от (1) к (2) условий, соответствующих росту вызывающих сдвиг внешних напряжений, которые трансформируют (1) в (2) и приводят к движению дислокации. Пусть поверхности  $S_1$  и  $S_2$  симметричны относительно плоскости сдвига и замыкаются участком плоскости сдвига, содержащим линию дислокации. Из (2) и (3) следует, что для переходных граничных условий  $\Delta V_1 \neq 0$ ,  $\Delta V_2 \neq 0$  и  $|\Delta V_1| \neq |\Delta V_2|$ . Для движущейся дислокации последнее неравенство наиболее сильно, поскольку по (2)  $\Delta V_2 = 0$ . Отметим, что переходные от (1) к (2) граничные условия не исчерпывают всех возможных граничных условий. Так, во внешнем поле напряжений чистого сдвига  $\Delta V_1 = -\Delta V_2$  (см. ниже). По (3), чем больше  $\partial u_x / \partial x$ , тем больше  $|\Delta V|$  и  $|\Delta \rho / \rho|$ , так как при  $m = \rho V = \text{const}$   $\Delta \rho / \rho = -\Delta V / V$ . Таким образом, вблизи движущейся дислокации имеются  $\rho$ -области. В них сосредоточена избыточная или недостающая масса. Области сопровождают движение дислокаций и переносят сосредоточенную в них массу.

Примем определение незавершенного сдвига, в котором оговариваются только смещения — на участке сдвига сдвиговые смещения больше, чем на остальной части плоскости сдвига. Тогда становится несущественным следующее: как взаимодействуют поверхности, разделенные плоскостью сдвига, каково межатомное соответствие, какие процессы развиваются, какое состояние (упругое или пластическое) на плоскости сдвига. При этом неравномерное проскальзывание по контакту твердых тел можно считать одним из ме-

ханизмов сдвигового переноса массы, для которого справедливы следствия, полученные из анализа (3) и граничных условий, если заменить термин незавершенный сдвиг на незавершенное проскальзывание и термин дислокация на край участка проскальзывания. Таким образом, ПД и трение являются процессами сдвигового переноса массы. Трение отличается только тем, что имеется дополнительная плоскость предпочтительного сдвигового смещения — плоскость контакта. И наконец,  $\rho$ -области, наблюдавшиеся в [1–6], образуются за счет перераспределения массы неоднородными сдвиговыми смещениями — незавершенными сдвигами при ПД и незавершенными проскальзываниями при трении.

Деформационное состояние на плоскости с неравномерными сдвиговыми смещениями может быть полностью упругим, если, например, модуль сдвига на различных участках плоскости неодинаков и смещения не превышают пределы упругости на этих участках, смешанным — упругим на участках с высоким сопротивлением сдвигу и пластическим на участках с низким сопротивлением сдвигу, полностью пластическим. Однако в последнем случае, взяв за начало отсчета смещений то состояние, которое создается после снятия внешней нагрузки, полностью пластическое состояние можно рассматривать как одно из двух, указанных выше.

В качестве типичного элемента структуры принимаем схему незавершенного сдвига, в которой везде на плоскости сдвига или трения смещения малые и, будем считать, упругие, за исключением локального участка, на котором смещения большие.

**Модель незавершенного сдвига в континуальной среде.** Для построения плоской модели поля напряжений незавершенного сдвига могут быть использованы решения двух упругих задач [9] (назовем их задача I и II). В задаче I поле получается наложением двух напряженных состояний. Первое отвечает чистому сдвигу с касательными напряжениями  $\tau_\infty$  плоскости без разреза. Второе создается приложением к краям разреза, линия которого параллельна направлению  $\tau_\infty$ , равномерных касательных напряжений  $\tau$ , направление которых совпадает с направлением смещений краев разреза и которые компенсируют напряжения  $\tau_\infty$ , действующие на каждый край разреза со стороны другого края:

$$\tau_\infty + \tau = 0. \quad (4)$$

Итоговое состояние можно считать полученным в результате сдвига плоскости с разрезом, между краями которого нет взаимодействия. В задаче II, поскольку чистый сдвиг дилатационного поля не создает, рассматривается только второе напряженное состояние.

Комплексные потенциалы [9] для отыскания компонент тензора напряжений и вектора смещений для задачи I могут быть получены сложением потенциалов для однородного растяжения плоскости с разрезом напряжением  $\sigma$ , направленным под углом  $\pi/4$  к линии разреза, и потенциалов для однородного сжатия напряжением  $-\sigma$ , направленным под углом  $3\pi/4$  к линии разреза. При этом  $\tau_\infty = \sigma$ . Общий вид этих потенциалов приводится в [9]. Задача II решена также в [9]. Отличие смещений, определяемых по потенциалам задач I и II, соответствует повороту плоскости как целого при чистом сдвиге в задаче I. Дилатационные поля совпадают. В расчетах использовали потенциалы задачи II:

$$\varphi(\zeta) = \frac{i\tau l}{2\zeta}, \quad \psi(\zeta) = \frac{i\tau l}{\zeta(\zeta^2 - 1)} \quad (5)$$

( $\zeta = r \exp(i\theta)$ ,  $2l$  — длина разреза). В соответствии с [9] имеем

$$\sigma_{xx} + \sigma_{yy} = 4\operatorname{Re}\varphi(\zeta); \quad (6)$$



Рис. 1

$$2\mu(u_x + u_y) = \varkappa\varphi(\zeta) - [\omega(\zeta)/\omega'(\zeta)]\overline{\varphi'(\zeta)} - \overline{\psi(\zeta)}. \quad (7)$$

Здесь  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$  — нормальные напряжения;  $\mu$  — модуль сдвига;  $\omega(\zeta) = 0,5l(\zeta + \zeta^{-1})$  — функция отображения;  $\varkappa = 3 - 4\nu$ ;  $\nu$  — коэффициент Пуассона. После подстановки (5) в (6), (7) и преобразований получим

$$P = -\frac{4(1+\nu)\tau}{3} \frac{r^2 \sin(2\theta)}{r^4 - 2r^2 \cos 2\theta + 1}, \quad (8)$$

$$u^+ = \frac{(1-\nu)\tau}{\mu} \sqrt{l^2 - x^2}, \quad (9)$$

где  $u^+$  — смещение верхнего края разреза (рис. 1, кривая 1); начало координат находится в середине разреза;  $x = l \cos \theta$  (здесь и далее  $u = u_x$ ). Поскольку  $u^+(l) = u^+(-l)$ , то  $u^+$ , по существу, описывает превышение смещений края разреза над упругими смещениями на стопорных участках в точках  $x = \pm l$ .

Смещение краев разреза перераспределяет массу вблизи разреза, в результате чего с каждой стороны от линии разреза образуются по две  $\rho$ -области, дилатации которых отличаются от нуля и противоположны по знаку. На рис. 2, а показаны области, относительная дилатация в которых больше  $0,15(1-2\tau)\tau/\mu$  (зачернены) и больше  $(0,15(1-2\tau)\tau/\mu) \cdot 10^{-2}$  (точки). В областях, расположенных по направлению смещения каждого края разреза, дилатация отрицательна, давление и плотность повышены. Наибольшие значения дилатации локализуются вблизи участков разреза, на которых смещения изменяются наиболее быстро. С ростом  $\tau$  отклонения от средних значений увеличиваются. С ростом  $l$   $\rho$ -области также увеличиваются, а  $\rho$ -области, расположенные с одной стороны от линии разреза, расходятся в противоположные стороны, создавая перенос массы. Избыточная или недостающая масса, сосредоточенная в одной  $\rho$ -области, например в первой четверти, показанной на рис. 2, а,

$$\Delta m = \rho \Delta V = \frac{\rho}{K} \int_1^R r dr \int_0^{\pi/2} P(\omega'(\zeta)\overline{\omega'(\zeta)}) d\theta = \frac{\rho(1-2\nu)\tau}{2\mu} l^2 \ln R, \quad (10)$$

где  $(\omega'(\zeta)\overline{\omega'(\zeta)})^{0,5}$  — изменение линейных размеров при конформном отображении;  $R$  — радиус обрезания. С движением одного конца разреза связано перемещение массы в количестве  $2\Delta m$  по  $\Delta m$  в каждую сторону, а всего со сдвигом  $4\Delta m$ .

В отношении к подразумеваемому здесь процессу деформации под действием нагрузки, приложенной на внешних поверхностях тела, приложение внешних касательных напряжений к краям разреза в задаче I представляет формальный прием. Поэтому при физически

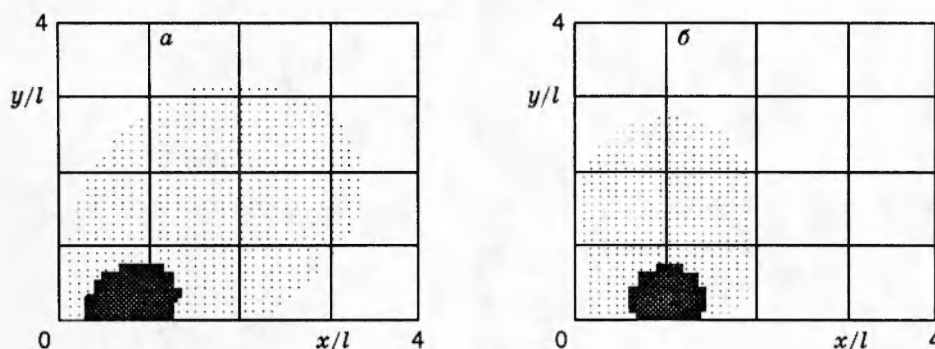


Рис. 2

реальной интерпретации (4) откажемся от этого приема. Из условия равновесия

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0 \quad (11)$$

для квадратного элемента, прилегающего к краю разреза, с  $\Delta x = \Delta y$  (рис. 3, а) получим

$$\tau_{\infty} + (\sigma_2 - \sigma_1) = 0. \quad (12)$$

Касательные напряжения внешнего поля  $\tau_{\infty}$  вблизи разреза уравниваются разностью нормальных напряжений. Если внешнюю нагрузку снять, то напряжения  $(\sigma_2 - \sigma_1)$  сместят края разреза в исходное положение.

В действительности при любом механизме смещений края разреза взаимодействуют. В континуальном приближении взаимодействие краев определяется силами внешнего или внутреннего трения. Тогда по (11)

$$\tau_{\infty} + (\sigma_2 - \sigma_1) = [\tau] \quad (13)$$

( $[\tau]$  — критическое сопротивление сдвигу по линии разреза). При внешнем трении  $[\tau] \neq 0$ , если по линии разреза действуют сжимающие напряжения. Эти напряжения появляются, когда напряженное состояние внешнего поля отличается от чистого сдвига (см. выше о нарушении антисимметрии распределения дилатации упругого поля краевой дислокации относительно плоскости сдвига при внешнем нагружении). При разгрузке напряжения и смещения снимаются по-прежнему полностью. Однако может оказаться, что  $[\tau]$  усиливает неоднородность, породившую незавершенный сдвиг. Тогда увеличение внешнего воздействия приведет к автоускоренному увеличению  $\rho$ -областей без роста  $l$ . Формируется сильная  $\rho$ -область сжатия. Такие области могут совершать поворотные движения как целое [1, 2]. Восстановление размеров  $\rho$ -области (например, расширение) вдоль новых задействованных после поворота направлений будет сдерживаться не внешними напряжениями, как по (12), а реакцией окружающей среды, играющей роль бандажа. После разгрузки этот дефект сохраняется. Он представляет собой дислокацию Сомилианы  $\{10\}$ , так как может быть получен с помощью процедуры образования этих дислокаций: выполнение разреза, смещение краев разреза (в ходе поворота  $\rho$ -области). «склеивание» краев разреза. Упругое поле образовавшейся дислокации Сомилианы имеет дилатационную составляющую.

Если  $[\tau]$  — внутреннее трение, то обратимость при разгрузке будет частичной. Остающийся дефект также является дислокацией Сомилианы. Таким образом, при внутреннем трении перемещаемая в ходе развития незавершенного сдвига масса «упакована» частично

$\Delta m_1$  в поле напряжений внешней нагрузки и частично  $\Delta m_2$  в поле напряжений дислокаций Сомилианы.

Обратный сдвиг по разрезу прекращается при

$$\sigma_2 - \sigma_1 = [\tau], \quad (14)$$

и  $\Delta m_2$  можно найти, подставив  $[\tau]$  в (10). Максимальные касательные напряжения, которые могут быть приложены к краям разреза, имеют вид

$$\tau_m = g[\tau_c] + (1 - g)[\tau], \quad (15)$$

где  $g$  — часть длины линии, занятая стопорами;  $[\tau_c]$  — критическое сопротивление сдвигу стопоров. При этом пластические смещения на участке незавершенного сдвига, а значит, и  $\Delta m$  пропорциональны  $(\tau_m - [\tau])$ . Подставляя эту величину, а затем и  $[\tau]$ , согласно (14), в (10), найдем

$$\frac{\Delta m_2}{\Delta m} = \frac{[\tau]}{\tau_m - [\tau]} = \frac{\tau}{g([\tau_c] - [\tau])}, \quad (16)$$

откуда следует, что  $\Delta m_2$  и  $\Delta m_1 = \Delta m - \Delta m_2$  могут быть соизмеримыми (например, равными при  $g = 0,5$ ,  $[\tau_c]/[\tau] = 5$ ).

Напряжения  $(\sigma_2 - \sigma_1)$  могут значительно превышать  $[\tau]$ , что воспринимается как рост сопротивления сдвигу по действующим и действовавшим системам сдвига. Этот эффект объясняет многократное повышение сопротивления сдвигу локальных областей мягкого металла, вовлекающих в пластические движения более твердый металл [1, 2, 6]. Разгрузка вызывает упругую, а затем вязкопластическую релаксацию  $\rho$ -областей. Время релаксации последней вычислено в [5] и близко к найденному в опытах [2].

**Модель незавершенного сдвига в атомарной среде.** При более глубоком анализе влияния взаимодействия краев разреза необходимо учесть для монокристаллических тел периодический характер межатомных сил. Если разность полных относительных смещений противоположных краев разреза у соседних участков  $L_1$  и  $L_2$  линии разреза имеет вид

$$\Delta u = (u^+ - u^-)_{L_1} - (u^+ - u^-)_{L_2} \geq a \quad (17)$$

( $a$  — параметр кристаллической решетки на линии разреза), то образуется атомный нониус, при котором против  $N$  атомов на верхнем краю разреза по рис. 3,а располагается  $(N - 1)$  атом на нижнем. Касательные напряжения, создаваемые межатомным взаимодействием краев разреза и приложенные к каждому из краев слева и справа от нониуса, направлены в противоположные стороны и так, что в правой части уменьшают смещения, а в левой увеличивают (рис. 3,б). Поэтому происходит локализация изменения смещений, и на зависимостях  $u^+(x)$ ,  $u^-(x)$  появляются локальные участки с быстрым по сравнению с соседними участками изменением смещений (рис. 3,в). Так как  $\rho$ -области связаны с участками линии разреза, на которых смещения изменяются, то вблизи нониусов образуются локальные  $\rho$ -области. Если  $\Delta u = na$ , то вместо единой большой  $\rho$ -области сформируется  $n$  малых  $\rho$ -областей. Если в теле только одна линия дислокации (не две как для разреза в принятой здесь модели), то после разгрузки и обратного смещения краев разреза зависимости  $u^+(x)$  и  $u^-(x)$  примут симметричный вид, соответствующий (1) (рис. 3,г).

Для моделирования смещения  $u_d^+$  у нониуса при действии внешней нагрузки принято

$$u_d^+ = u_1^+ - u_2^+, \quad (18)$$

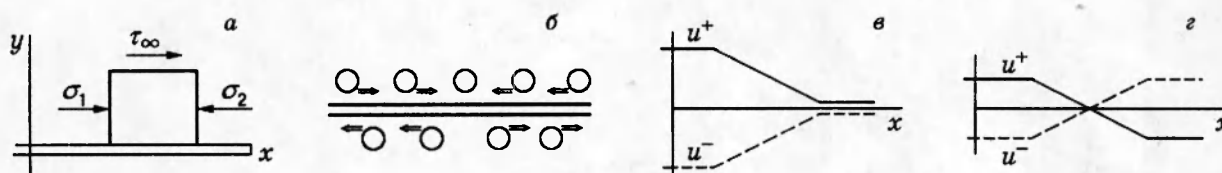


Рис. 3

где  $u_{1,2}^+$  — смещения вида (9) при  $l_1 = l$ ,  $\tau_1 = k_3\tau$  и  $l_2 = k_1l$ ,  $\tau_2 = k_2k_3\tau$  соответственно. Коэффициент  $k_1$  подбирался так, чтобы  $u_d^+$  было по форме близким к предполагаемому по рис. 3, в,  $k_2$  находили из условия

$$u_d^+(0) = u_1^+(k_1l) \tag{19}$$

и  $k_3$  — из условия

$$\Delta m_d = \Delta m. \tag{20}$$

Для принятого  $k_1 = 0,9$  зависимость  $u_d^+$  показана на рис. 1 (кривая 2). Тогда

$$P_d(x, y) = P_1(l_1, \tau_1; x, y) - P_2(l_2, \tau_2; x, y). \tag{21}$$

Для моделирования смещений  $u_{rd}^+$  у нониуса без внешнего поля (рис. 3, г) принято

$$u_{rd}^+ = u_{d1}^+ - u_{d2}^+. \tag{22}$$

Здесь  $u_{d1}^+ = 0,5u_d^+(x)$  описывает смещения края разреза слева от нониуса ( $x < l$ ), а  $u_{d2}^+ = 0,5u_d^+(2 - x)$  — смещения справа от нониуса ( $x > l$ ). Таким образом,  $u_{rd}^+$  получено в результате выполнения двух разрезов: первого на участке  $(-l, l)$  и второго на участке  $(l, 3l)$  с равными по величине и встречными смещениями краев разрезов. Коэффициент 0,5 в формулах для  $u_{d1}^+$ ,  $u_{d2}^+$  при равенстве длин каждого разреза той длине, что и для смещений  $u_d^+$  по (9), (10), (22) означает, что в 2 раза уменьшились напряжения  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\Delta m$  для каждого из разрезов. Но так как края разрезов смещаются навстречу друг другу, то избыточная или недостающая масса в дилатационных полях этих смещений суммируется. В результате

$$\Delta m_{rd} = \Delta m_d = \Delta m. \tag{23}$$

Зависимость  $u_{rd}^+(x)$  представлена на рис. 1 (кривая 3), а на рис. 2, б показаны области, относительная дилатация в которых больше тех же значений, что и на рис. 2, а.

Распределение относительной дилатации  $D = \Delta V/V$  (в единицах  $(1 - 2\nu)\tau/(2\mu)$ ) для трех моделей (рис. 4, где 1 — для смещений (9), 2 — для атомного нониуса при внешнем касательном напряжении, 3 — для атомного нониуса без внешнего напряжения) вдоль линий  $y = 0,04l$ ;  $0,4l$ ;  $4l$  (а-в), а также рис. 2 показывают, что с образованием нониуса  $\rho$ -область вблизи линии разреза сужается. Если внешнего поля нет, то максимум дилатации на всех трех уровнях располагается над самим нониусом. Под действием внешнего сдвигового поля  $u_{rd}^+$  трансформируется в  $u_d^+$ , и по мере удаления от разреза максимумы областей, расположенных на одной стороне от линии разреза, расходятся в противоположные стороны и при  $y = 4l$  практически совпадают с максимумами от смещений по (9). Таким образом, внешнее сдвиговое напряжение хотя непосредственно дилатационного поля и не

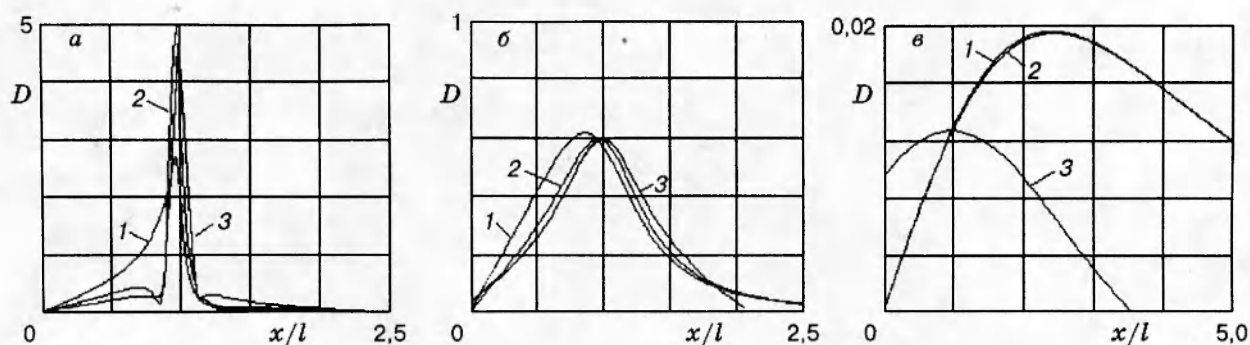


Рис. 4

создает, но вызывает большие смещения краев разреза, чем смещения по плоскости сдвига за пределами разреза, и большие смещения областей, прилегающих к краям разреза, чем окружающего материала. Вследствие этого поле напряжений и дилатации меняется. Поэтому при смещениях  $u_d^\pm$  моделируется поле краевой дислокации под действием внешних сдвиговых напряжений, а если, как принято здесь по (13),  $\tau_\infty > [\tau]$ , то и поле движущейся дислокации. Подразумеваются малые скорости движения дислокации, при которых динамическими эффектами можно пренебречь.

В теории дислокаций [7] на основании теоремы Колонетти принимается, что внешнее нагружение не меняет поля напряжений дислокаций. В действительности внешнее сдвиговое нагружение нарушает симметричное относительно плоскости, проходящей через атомную экстраплоскость, распределение смещений. Следовательно, меняется сам источник внутренних напряжений. В этом случае применение теоремы Колонетти не является корректным.

Вывод о формировании  $\rho$ -областей при неравномерном распределении сдвиговых смещений по поверхностям трения близок к гипотезе [11], по которой на поверхностях трения при скольжении образуются и перемещаются специфические дислокации Сомилианы, названные в [11] дислокациями поверхностей раздела (interfaceons). Как следует из изложенного выше, особенность этих дефектов заключается в том, что они исчезают после разгрузки. Такие дефекты могут быть получены с помощью процедуры Сомилианы при выполнении двух условий: смещение краев разреза не нарушает соответствия формы краев, и «склеивание» не препятствует обратным сдвиговым смещениям краев при разгрузке. Развиваемые представления позволяют объяснить не только данные [1–6], но и движение вещества в пограничном слое при трении [12, 13], сильные нарушения кристаллической решетки со временем релаксации, равным 15 с, на поверхностях среза серебра [14], появление фаз высокого давления при сдвиговой деформации. Так, в [15] на поверхностях среза олова обнаружена фаза Sn-III, которая устойчива при давлениях, больших 9,5 ГПа. Фаза исчезает через 0,5 с после среза. В [16] при сдвиге под давлением 1 ГПа тонких слоев кремния получена фаза Si-III, образующаяся при давлениях, больших 6,5 ГПа.

В данной работе на моделях незавершенного сдвига рассмотрен процесс переноса массы при сдвиговой пластической деформации и при трении. Прием, состоящий в том, что для отсчета смещений точек поверхностей частей тела, разделенных плоскостью сдвига, в качестве начального используется состояние, создающееся после разгрузки текущего состояния, позволяет: 1) исключать из анализа сквозные смещения по плоскости сдвига



(завершенные сдвиги), предварительно учитывая их влияние на изменение формы тела и, следовательно, на изменение краевых условий, 2) анализировать, используя развитые представления, любое текущее состояние, формирующееся в ходе сдвиговой пластической деформации или проскальзывания при трении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Неверов В. В., Житников П. П. Поворотные движения материала при сдвиговой пластической деформации тонких слоев // Изв. вузов. Физика. 1989. № 2. С. 78–82.
2. Неверов В. В., Житников П. П., Горкавенко В. В. Образование областей высокого давления при пластической деформации // Изв. вузов. Физика. 1990. № 6. С. 85–90.
3. Неверов В. В. Пластические макродвижения при скручивании под давлением алюминия с локально введенным порошком графита // ПМТФ. 1991. № 1. С. 98–103.
4. Неверов В. В., Суппес В. Г. Механизм замуровывания поверхностных пленок при действии больших нормальных нагрузок и сдвиговых деформаций // Трение и износ. 1991. № 12. С. 552–556.
5. Неверов В. В. Диссипативная мезоскопическая структура пластической деформации // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 4. С. 128–139.
6. Неверов В. В., Житников П. П. Пластические движения и перемешивание в деформируемых смесях металлов // Изв. вузов. Физика. 1994. № 2. С. 10–15.
7. Хирт Дж., Лоте Ч. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972.
8. Косевич А. М. Основы механики кристаллической решетки. М.: Наука, 1972.
9. Мухелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука, 1966.
10. Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
11. Gittus J. H. Dislocations in sliding interfaces: interfaceons // Wear. 1974. N 3. P. 393–394.
12. Алексеев Н. М., Горячева И. Г., Добычин М. Н. и др. О движении вещества в пограничном слое при трении твердых тел // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304, № 1. С. 97–100.
13. Владимиров В. И. Проблемы физики трения и изнашивания // Физика износостойкости поверхности металлов. С.-Петербург: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1988. С. 8–41.
14. Ляхов Н. З., Маслий А. И., Толочко Б. П. и др. Исследование релаксационных процессов деформированного срезом серебра с использованием синхротронного излучения. Новосибирск, 1986. (Препр. / ИЯФ СО АН СССР; № 86-27).
15. Толочко Б. П., Шеромов М. А., Ляхов Н. З. и др. Об использовании синхротронного излучения для исследования реакций в твердой фазе // Докл. АН СССР. 1981. Т. 260, № 6. С. 1415–1417.
16. Неверов В. В., Чернов А. А. Природа фазовых превращений в кремнии // Физика твердого тела. 1986. Т. 28, № 1. С. 176–179.

*Поступила в редакцию 30/IX 1994 г.,  
в окончательном варианте — 15/VI 1995 г.*