

**ТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОДБОРКА СТАТЕЙ
«НАНОСТРУКТУРНОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ»
к 80-летию Эдуарда Викторовича Козлова
(продолжение, начало в № 6, 2014 г.)**

УДК 669.046:539.213

**О МЕХАНИЗМАХ ДЕФОРМАЦИИ В АМОРФНЫХ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ**

*Мильман Ю.В., д. ф.-м. н., профессор, зав. отделом физики метастабильных
и высокопрочных материалов (milman@ipms.kiev.ua)
Козырев Д.В., младший научный сотрудник*

**Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины
(03680, Украина, Киев, ул. Академика Кржижановского, 3)**

Аннотация. Рассмотрены основные модели деформации аморфных металлических сплавов: модель течения за счет наличия дефектов типа «зоны сдвига», модель свободного объема и дислокационный механизм пластического течения. На примере аморфных металлических сплавов на основе железа показано, что при низких температурах осуществляется дислокационный механизм пластического течения с энергией активации в несколько десятых электрон-вольт, при повышенных температурах механизм пластического течения деформации осуществляется с энергией активации в несколько электрон-вольт, что близко к энергии активации самодиффузии. Это соответствует двум первым указанным выше механизмам.

Ключевые слова: механизм деформации, аморфный металлический сплав, пластическая деформация, свободный объем, дислокационный механизм деформации.

**Механическое поведение
аморфных металлических сплавов**

Механические свойства аморфных металлических сплавов (АМС) представляют значительный интерес как для специалистов в области физики твердого тела, так и с позиции практического применения. Механизм пластической деформации АМС исследуется в большом количестве работ [1 – 6].

Одной из важнейших особенностей АМС является их высокая прочность σ_b , значительно превышающая прочность кристаллических материалов (исключая нанокристаллы). В то же время модуль Юнга (E) АМС не намного (примерно на 6 %) меньше, чем модуль Юнга кристаллов; так что АМС характеризуются высоким отношением σ_b/E .

Механизму пластической деформации АМС посвящается очень большое количество исследований, однако общепринятой точки зрения на этот процесс не существует. В настоящей работе рассмотрены три наиболее часто обсуждаемых механизма деформации.

STZ модель пластического течения

Аргон и Кью [7] предположили, что в АМС существуют дефекты, которые можно назвать «зоной сдвига» (shear transformation zone – STZ). Эта зона STZ рассматривается как кластер примерно из 100 атомов,

структура которого подвергается действию напряжения сдвиговой деформации, переходя из одного состояния с низкой энергией в другое. Существуют компьютерные расчеты такого механизма деформации и компьютерная модель, развитая Аргоном [7]. Процесс скольжения по механизму STZ является термоактивируемым, величина свободной энергии для активации STZ по Аргону определяется зависимостью

$$\Delta F = B\mu(T)\gamma_0^2\Omega_0, \quad (1)$$

где $B \approx 1$; $\mu(T)$ – зависящий от температуры модуль сдвига; $\gamma_0 \approx 0,1$; Ω_0 – характеристический объем STZ, который принимается равным объему от нескольких до 100 атомов.

В этом случае $\Delta F = 1 \div 5$ эВ или $20 \div 150 kT_g$, где k – постоянная Больцмана; T_g – температура стеклования.

Модель свободного объема

Модель «свободного объема» была предложена Спэй-пеном [8] на основании работ Турнбала и др. [9, 10].

Свободный объем в АМС является некоторым аналогом вакансий в кристаллах. Однако в связи с отсутствием кристаллической решетки единичный свободный объем на месте отсутствующего атома меньше объема атома, свободный объем частично распределен по всему объему АМС. В модели Спэйпена процесс деформа-

ции является серией атомных прыжков в место единичного свободного объема, так что свободный объем как бы перемещается по АМС. Свободный объем релаксирует напряжения, связанные с перемещением атома. Этот механизм деформации является процессом диффузионного типа, энергия активации примерно равна энергии активации самодиффузии, то есть $(15 \div 25)kT_g$, что близко к значению ΔF , рассчитанному по механизму STZ.

В обоих случаях (механизмах) следует рассматривать как прямые, так и обратные атомные прыжки и, учитывая, что в этих механизмах рассматриваются дефекты, не имеющие вектора Бюргерса, движение этих дефектов должно приводить к пластической деформации только при наличии градиента напряжений. Учитывая прямые и обратные атомные скачки, скорость $\dot{\gamma}$ установившейся деформации в этих двух процессах может быть описана следующим соотношением [2]:

$$\dot{\gamma} = \alpha_0 v_0 \gamma_0 \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\tau V}{kT}\right), \quad (2)$$

где α_0 – численный фактор, определяемый частью материала, участвующей в термоактивационном процессе; v_0 – константа порядка Дебаевской частоты; γ_0 – локальная деформация сдвига; Q – энергия активации процесса (по величине равна ΔF , рассчитанной по формуле (1), или энергии активации самодиффузии); V – активационный объем (в механизме STZ $V = \gamma_0 \Omega_0$, а в механизме свободного объема значение V несколько больше среднего атомного размера); τ – напряжение сдвига.

Обработка экспериментальных данных по установившейся ползучести при повышенных температурах в области гомогенной деформации подтверждает приведенные выше оценки энергии активации [2].

Дислокационный механизм пластического течения

Концепция дислокационного течения в АМС в области негомогенной деформации (при $T < 0,7T_g$) развита Гилманом [11, 12]. В соответствии с этой моделью вектор Бюргерса дислокаций в АМС изменяется по величине и направлению вдоль дислокационной линии. Однако средняя величина вектора Бюргерса имеет значение, близкое к среднему межатомному расстоянию. Эшби и Логан [13] предположили, что релаксированные линейные дефекты, подобные дислокациям, образуют произвольные сетки в АМС. Дефекты такого типа могут влиять на низкотемпературные свойства АМС и могут рассматриваться как носители пластической деформации [13].

¹ Коба Е.С. Влияние внешних воздействий на структуру и механические свойства аморфных металлических сплавов: Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук / Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича. – Киев, 1990. – 21 с.

Существенное развитие дислокационная концепция пластического течения в АМС получила в работе Ли [14]. Процесс дислокационного течения в АМС описан в работе [14] с привлечением дислокаций Сомилианы. Такие дислокации могут скользить в АМС, зарождая небольшие петли Вольтера. Этот процесс в определенной степени подобен зарождению двойных перегибов на дислокационной линии и их перемещению вдоль дислокации в кристалле. Схематически эта аналогия показана на рис. 1.

В дисклинационной модели Морриса [15] пластическое течение в АМС рассматривается как скольжение короткого дислокационного сегмента вдоль плоскости кристаллической решетки, которая искривлена дисклинациями. Эта модель была существенно развита в работе [16], где учтена возможность эмиссии и поглощения краевых дислокаций клиновидной дисклинацией. В работе [17] было предложено раскладывать вектор Бюргерса в АМС (который изменяется по величине и направлению вдоль дислокационной линии) на две компоненты: постоянную и переменную. В этом случае только постоянная компонента вектора Бюргерса контролирует пластическое течение в АМС. В работе [5] рассматривается ряд экспериментальных фактов, которые подтверждают наличие в АМС линейных дефектов, подобных дислокациям в кристаллах, и их основную роль в механизме негомогенного течения в АМС. Рассмотрим некоторые из этих фактов.

1. Локализация пластического течения в узких полозах скольжения.

При этом естественно, что плоскости скольжения расположены произвольно (в отличие от кристаллов, где они соответствуют определенным кристаллографическим плоскостям) и их расположение определяется только полем напряжений и неоднородностью структуры в АМС.

2. Ступенчатый характер кривых деформации [18].

3. Наличие деформационного упрочнения в АМС, рассмотренное в работах [19, 20] и в автореферате диссертации Е.С. Коба¹.

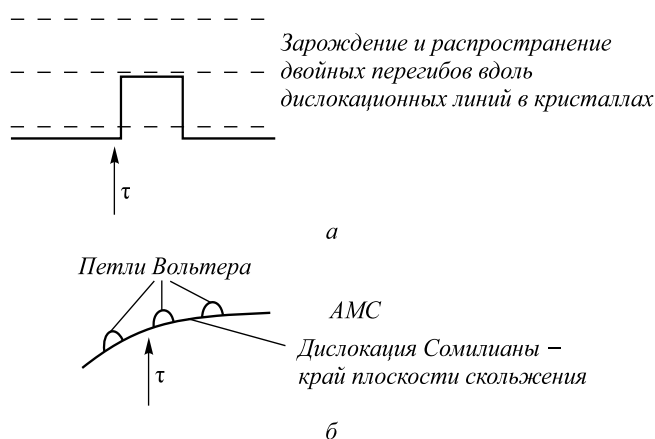


Рис. 1. Двойной перегиб на дислокации в кристалле (а) и петли Вольтера на дислокации Сомилианы в АМС (б)

4. Эксперименты Мори и Фуджита [14], в которых исследовали интерметаллид NiTi «in situ» в высоковольтном электронном микроскопе. Под действием пучка электронов наблюдали аморфизацию части кристалла вокруг индивидуальной дислокационной линии; естественно, что изображение дислокации исчезло. Однако после отжига и кристаллизации в колонне микроскопа первоначальная дислокационная линия с тем же вектором Бюргерса и на том же месте вновь обнаруживалась (рис. 2).

5. Наличие дислокационных ямок травления вокруг отпечатка твердости [21, 5]. На рис. 3 приведены ямки травления вокруг отпечатка твердости на АМС $\text{Co}_{56}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{Si}_{12}\text{B}_{17}$ и для сравнения на монокристалле германия. Видно, что в отличие от германия, где движение дислокаций происходит по определенным кристаллографическим плоскостям, в АМС скольжение может происходить в любом направлении.

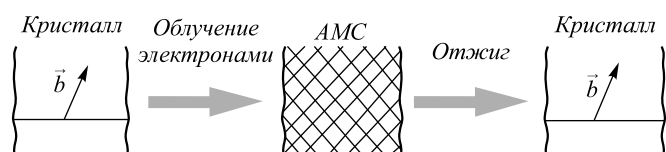


Рис. 2. Схема эксперимента Мори и Фуджита [14]

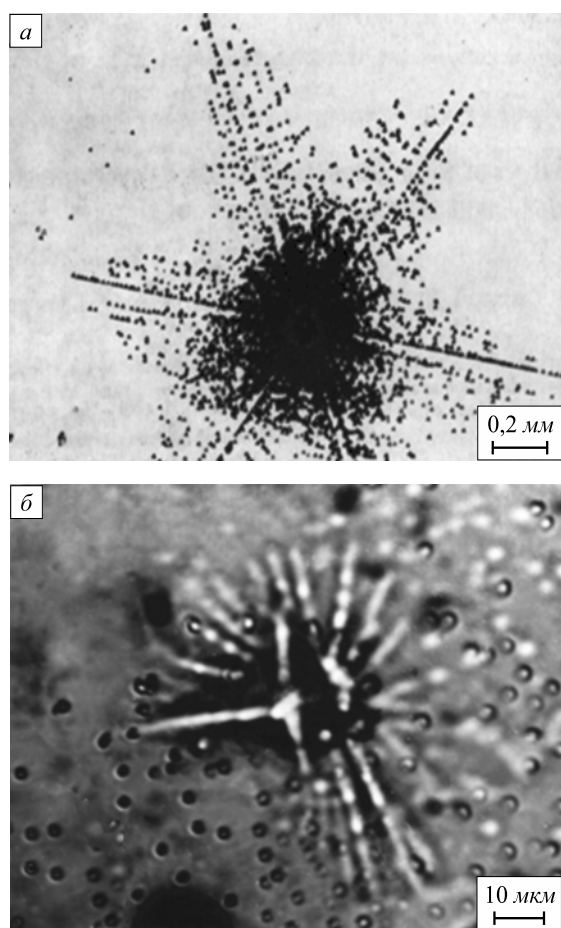


Рис. 3. Ямки травления вокруг отпечатка твердости для монокристалла германия (а) и АМС $\text{Co}_{56}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{Si}_{12}\text{B}_{17}$ (б)

Не вызывает сомнения, что ямки травления являются выходом на поверхность линейных дефектов, движущихся от индентора по прямолинейным траекториям. Ямки травления, как известно, образуются в основном благодаря ускоренному растворению при травлении материала вблизи дислокаций вследствие существующих здесь упругих напряжений, а также, возможно, за счет сегрегации примесей на дислокациях.

6. Торможение вторичных полос скольжения на первичных полосах скольжения [5]. Пример такого торможения приведен на рис. 4. Торможение вторичных полос скольжения может быть одним из механизмов деформационного упрочнения.

7. Резкая температурная зависимость напряжения течения АМС на основе железа, которая похожа на подобную зависимость для кристаллического железа [22] и закристаллизованного АМС [5].

Рассмотрим этот факт более подробно. Длительное время механические свойства АМС исследовали в основном на более пластичных сплавах на основе палладия и других металлов со слабой зависимостью предела текучести σ_s от температуры. В результате сложилось мнение, что в области неомогенной деформации АМС величина σ_s слабо зависит от температуры [23]. Спэйпен и Тауб даже отметили это положение как феноменологическую характеристику неомогенного течения в АМС [24]. В АМС на основе железа определить значение σ_s при низких температурах, где можно ожидать сильную температурную зависимость, не удастся в связи с низкотемпературной хрупкостью этих сплавов.

В связи с этим в работе [5] была изучена температурная зависимость микротвердости и модуля Юнга в широком (77 – 850 К) интервале температур (рис. 5, а, б).

Значение σ_s может быть оценено по величине микротвердости по соотношению Тейбора: $HV = C\sigma_s$, где $C \approx 3$ [25]. Микротвердость (рис. 5, а) возрастает при снижении температуры ниже комнатной [5]. При снижении температуры от 293 до 77 К микротвердость увеличивается примерно на 50 %. При этом модуль

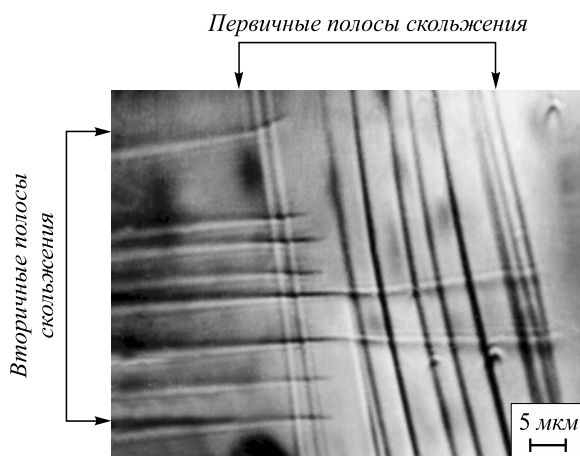


Рис. 4. Торможение вторичных полос скольжения на первичных полосах скольжения [5]

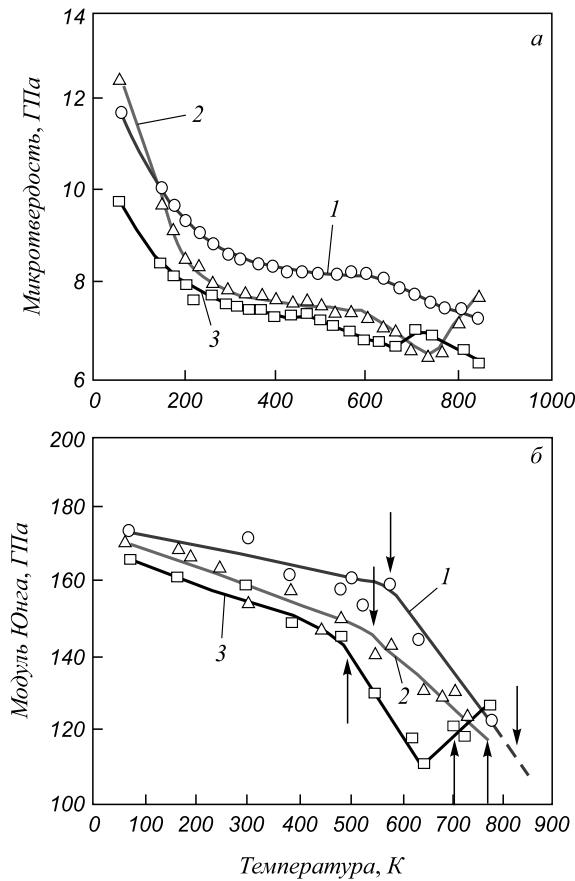


Рис. 5. Температурная зависимость микротвердости (а) и модуля Юнга (б) АМС [5]:
 ○ – $\text{Co}_{56}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{Si}_{12}\text{B}_{17}$; △ – $\text{Fe}_{70}\text{Ni}_8\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$; □ – $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{38}\text{Mo}_4\text{B}_{18}$

Юнга увеличивается значительно слабее в том же температурном интервале. Таким образом представление о том, что зависимость $\sigma_s(T)$ АМС определяется зависимостью $E(T)$, при низких температурах не выполняется.

В работах [5, 26] было показано, что температурную зависимость напряжения течения и микротвердости в металлических стеклах можно разделить на термическую H_t и атермическую H_a компоненты, как и для кри-

сталлических материалов. Известно, что атермическая компонента H_a в кристаллических ОЦК металлах повышается при увеличении содержания примесей и дефектов. Атермическая компонента H_a в АМС существенно выше, чем в кристаллическом состоянии. Как было показано в работе [26] для АМС системы Fe–В, атермическая компонента H_a , как правило, контролируется содержанием бора (так что $H_a \sim [\text{B}]$, %), в то же время термическая компонента H_t определяется характером межатомной связи металлических элементов в сплаве.

Значения H_a и H_t для металлических стекол показаны (рис. 6, а, б) в сравнении с этими же значениями для кристаллического железа и сплава $\text{Fe}_{84}\text{B}_{16}$ после кристаллизации. Видно, что значение H_a АМС намного выше, чем в кристаллическом железе, а термические компоненты H_t АМС и кристаллического железа имеют близкие значения. Высокая атермическая компонента микротвердости наблюдается и для сплава $\text{Fe}_{84}\text{B}_{16}$ после нанокристаллизации (рис. 6, а). В этом случае величина H_a зависит от размера d зерна в нанокристаллическом материале и может даже превышать значения H_a АМС.

Таким образом, частичное замещение железа элементами с сильной температурной зависимостью $\sigma(T)$ в кристаллическом состоянии (например, хромом) увеличивает зависимость $\sigma(T)$ АМС, в то время как частичное замещение железа элементом со слабой зависимостью $\sigma(T)$ (например, кобальтом и никелем) уменьшает эту зависимость АМС.

Принимая во внимание аналогию в движении дислокаций в кристаллах и в АМС (рис. 1) в работе [5] был использован математический аппарат, развитый в работе [27] для анализа температурной зависимости условного предела текучести σ , соответствующего некоторой малой степени пластической деформации $\varepsilon^* = \text{const}$. В работе [27] температурная зависимость σ представлена в виде

$$B\dot{\varepsilon} \left(\frac{V}{kT} \right)^2 \exp \left(\frac{U}{kT} \right) = \frac{V\sigma}{kT} \text{ch} \frac{V\sigma}{kT} - \text{sh} \frac{V\sigma}{kT}; \quad (3)$$

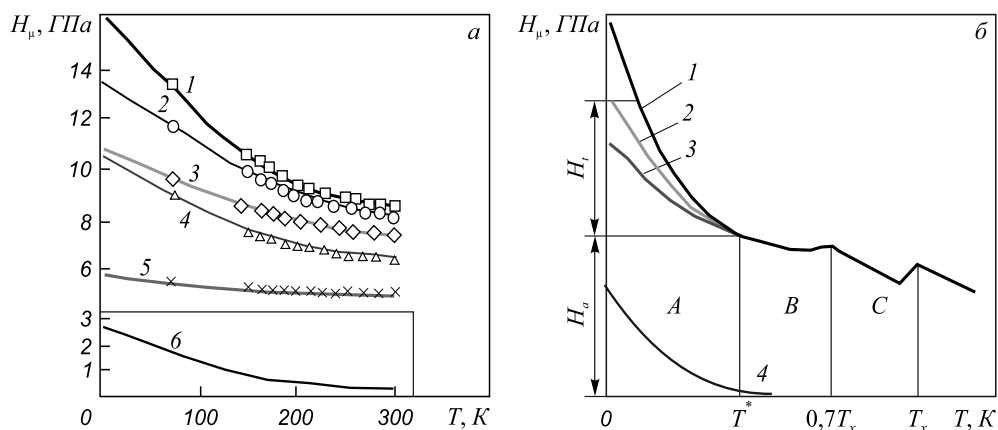


Рис. 6. Температурная зависимость микротвердости (а) АМС $\text{Fe}_{84}\text{B}_{16}$ (1), $\text{Co}_{56}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{Si}_{12}\text{B}_{17}$ (2), $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{38}\text{Mo}_4\text{B}_{18}$ (3), $\text{Fe}_{84}\text{B}_{16}$ после кристаллизации (4), $\text{Cu}_{70}\text{Zr}_{30}$ (5) и кристаллического железа (б) ниже комнатной температуры и схема (б) влияния легирующих элементов на температурную зависимость микротвердости АМС Fe–Cr–В (1), Fe–В (2), Fe–Co–В, Fe–Ni–В (3) и кристаллического железа (4) [5]

здесь B – параметр материала; $\dot{\epsilon}$ – скорость деформации; U – высота потенциального барьера для движения дислокаций; k – постоянная Больцмана; V – активационный объем.

Уравнение (3) в области низких температур $\left[\operatorname{sh}\left(\frac{V\sigma}{kT}\right) \approx \operatorname{ch}\left(\frac{V\sigma}{kT}\right) \approx \frac{1}{2} \exp\left(\frac{V\sigma}{kT}\right) \right]$ может быть аппроксимировано уравнением прямой линии:

$$\sigma = \frac{U - kT \ln M / \dot{\epsilon}}{V}, \quad (4)$$

где $M \approx \text{const}$.

В области высоких температур ($\operatorname{sh} x \approx x^3/6$ и $\operatorname{ch} x \approx 1 + x^2/2$) термическая компонента условного предела текучести описывается формулой:

$$\sigma = \sqrt[3]{\frac{3B\dot{\epsilon}kT}{V}} \exp \frac{U}{3kT}. \quad (5)$$

Используя выражения (4) и (5) и имеющиеся в литературе экспериментальные данные, в работе [5] были рассчитаны значения энергии активации U и активационный объем V . Показано, что значения энергии активации АМС на основе железа близки к значениям энергии активации ОЦК металлов (Fe, Cr, Mo) и составляют десятые доли электрон-вольт.

Активационный объем АМС, также как и ОЦК металлов, имеет значения порядка b^3 , что соответствует представлению о дислокационном механизме деформации.

Авторы считают, что приведенный обзор экспериментальных данных, также как подобие температурных зависимостей прочностных характеристик и сходство значений U и V для кристаллических и аморфных сплавов, можно рассматривать как подтверждение процесса термоактивируемого движения дислокаций в АМС на основе железа и как свидетельство дислокационного механизма пластической деформации в них.

Отметим еще, что один из основателей теории свободного объема для описания механизма пластической деформации в АМС Спэйпен в работе [28] отмечает необходимость разработки атомного механизма деформации АМС, эквивалентного дислокационному механизму в кристаллах.

Выводы. Изложенное выше дает основание считать, что в АМС (как и в кристаллических материалах) дислокационный механизм деформации с энергией активации в несколько десятых электрон-вольт осуществляется при низких температурах, тогда как при повышенных температурах (когда диффузионные процессы становятся существенными) термоактивируемый механизм пластической деформации идет с энергией активации

в несколько электрон-вольт, что близко к энергии активации самодиффузии, и могут осуществляться STZ модель пластического течения и модель свободного объема. Можно предположить, что в АМС на основе ГЦК или ГПУ металлов термическая компонента напряжения течения оказывается малой по сравнению с очень большой атермической компонентой, типичной для АМС, что затрудняет изучение в них дислокационного механизма деформации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Inoue A. // Acta Materialia. 2000. Vol. 48. P. 279 – 306.
2. Scukh Ch.A., Hufnagel T.C., Ramamrty U. // Acta Materialia. 2007. Vol. 55. P. 4067 – 4109.
3. Wang W.H., Dong C., Shek C.H. // Mat. Sci. Eng. R. 2004. Vol. 44. P. 45 – 89.
4. Johnson W.L. // JOM. 2002. Vol. 54(3). P. 40 – 43.
5. Milman Yu.V., Koba E.S. // Science of Sintering. 1999. № 31. P. 65 – 82.
6. Глезер А.М., Алдохин Д.В. Аморфные сплавы: структура, свойства, применение. – В кн.: Перспективные материалы / Под ред. Д.Л. Мерсона. – М.: изд. ТГУ – МИСиС, 2006. С. 65 – 88.
7. Argon A.S., Kuo H. // Mater. Sci. and Eng. 1979. Vol. 39. № 1. P. 101 – 109.
8. Spaepen F. // Acta Metallurgica. 1977. Vol. 25. P. 407 – 415.
9. Cohen M.H., Turnbull D. // J. Chem. Phys. 1959. Vol. 31. P. 1164 – 1169.
10. Polk D.E., Turnbull D. // Acta Metall. 1972. Vol. 20. P. 493 – 498.
11. Gilman J.J. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 675 – 679.
12. Gilman J.J. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. P. 1625 – 1633.
13. Ashby M.F., Logan J. // Scripta Met. 1973. Vol. 7. P. 513.
14. Li J.C.M. // Metall Trans. A. 1985. Vol. 16. P. 2227 – 2230.
15. Morris R.C. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. P. 3250 – 3257.
16. Зайченко С.Г., Борисов В.Т. // ДАН СССР. Техническая физика. 1984. № 277. С. 1126 – 1130.
17. Rudat V., Kluge G. // Res. Mechanica. 1981. Vol. 1. P. 73.
18. Chen H.S. // Scripta Met. 1973. Vol. 7. P. 931 – 935.
19. Takayama S. // J. Mater. Sci. 1981. Vol. 16. Issue 9. P. 2411 – 2418.
20. Slipenyuk A.N., Milman Yu.V., Dub S.N., Makarenko H.A. // Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии. 2004. № 2. С. 705 – 713.
21. Скаков Ю.А., Финкель М.В. // Изв. вуз. Черная металлургия. 1986. № 9. С. 84 – 88.
22. Pampillo C.A., Polk D.R. // Acta Met. 1974. Vol. 22. P. 741 – 749.
23. Murata T., Masumoto T., Sakai M. Proceeding of the third international conference on rapidly quenched metals. Ed. B. Cantor. – The Metals Society, London, Brighton, England, 1978. № 2. P. 101.
24. Spaepen F., Taub A.I. In amorphous metallic alloys / Ed. by F.E. Lubrosky. – London: Butterworth, 1983. P. 231.
25. Tabor D. The Hardness of Metals. – Oxford: Clarendon Press, 1951. – 130 p.
26. Мильман Ю.В., Пан С.В., Постой С.В., Иващенко Р.К. // Порошковая металлургия. 1990. № 8. С. 49 – 53.
27. Мильман Ю.В., Трефилов В.И. // Порошковая металлургия. 2010. № 7/8 (474). С. 3 – 18.
28. Spaepen F. // Scripta Materialia. 2006. Vol. 54. P. 363 – 367.

© 2014 г. Мильман Ю.В., Козырев Д.В.
Поступила 2 декабря 2013 г.

THE DEFORMATION MECHANISMS IN METALLIC ALLOYS

Milman Yu.V., Dr. Sci. (Eng.), Professor, Head Department of Physics and metastable High-strength materials (milman@ipms.kiev.ua)

Kozyrev D.V., Junior Researcher

Frantsevich Institute for Problems of Materials Science NAS of Ukraine (3, Akademika Krzhizhanovskogo str., Kiev, 03680, Ukraine)

Abstract. The main models of the metallic alloys deformation are discussed: the model of the flow due to the presence of defects such as “shear zone”, the model of the free volume and the dislocation mechanism of plastic yielding are considered. For example of MG on the iron base, it is shown that in the metallic alloys at low temperatures the dislocation mechanism of plastic yielding realizes with the activation energy of a few tenths of an electron-volt, whereas at higher temperatures the mechanism of plastic deformation of the flow is going with the activation energy of a few electron-volts, which is close to the activation energy of selfdiffusion and corresponds with two firstly given above mechanisms.

Keywords: deformation mechanism, metallic alloys, plastic deformation, free volume, dislocation mechanism of deformation.

REFERENCES

- Inoue A. *Acta Materialia*. 2000. Vol. 48, pp. 279–306.
- Sckuh Ch.A., Hufnagel T.C., Ramamrty U. *Acta Materialia*. 2007. Vol. 55, pp. 4067–4109.
- Wang W.H., Dong C., Shek CH. *Mat. Sci. Eng. R*. 2004. Vol. 44, pp. 45–89.
- Johnson W.L. *JOM*. 2002. Vol. 54(3), pp. 40–43.
- Milman Yu.V., Koba E.S. *Science of Sintering*. 1999, no. 31, pp. 65–82.
- Glezer A.M., Aldohin D.V. Amorphous Alloys: Structure, properties and application. In: *Perspektivnye materialy* [Promising materials]. Merson D.L. ed. MISiS – TGU: 2006, pp. 65–88. (In Russ.).
- Argon A.S., Kuo H. *Mater. Sci. and Eng.* 1979. Vol. 39, no. 1, pp. 101–109.
- Spaepen F. *Acta Metallurgica*. 1977. Vol. 25, pp. 407–415.
- Cohen M.H., Turnbull D. *J. Chem. Phys.* 1959. Vol. 31, pp. 1164–1169.
- Polk D.E., Turnbull D. *Acta Metall.* 1972. Vol. 20, pp. 493–498.
- Gilman J.J. *J. Appl. Phys.* 1973. Vol. 44, pp. 675–679.
- Gilman J.J. *J. Appl. Phys.* 1975. Vol. 46, pp. 1625–1633.
- Ashby M.F., Logan J. *Scripta Met.* 1973. Vol. 7, p. 513.
- Li J.C.M. *Metall Trans. A*. 1985. Vol. 16, pp. 2227–2230.
- Morris R.C. *J. Appl. Phys.* 1979. Vol. 50, pp. 3250–3257.
- Zaichenko S.G., Borisov V.T. *DAN SSSR. Tekhnicheskaya fizika*. 1984, no. 277, pp. 1126–1130. (In Russ.).
- Rudat V., Kluge G. *Res. Mechanica*. 1981. Vol. 1, p. 73.
- Chen H.S. *Scripta Met.* 1973. Vol. 7, pp. 931–935.
- Takayama S. *J. Mater. Sci.* 1981. Vol. 16. Issue 9, pp. 2411–2418.
- Slipenyuk A.N., Milman Yu.V., Dub S.N., Makarenko H.A. *Nano-sistemi, nanomateriali, nanotekhnologii*. 2004. Vol. 2, pp. 705–713. (In Russ.).
- Skakov Yu.A., Finkel’ M.V. Etching figures in amorphous alloys. *Izvestiya VUZov. Chernaya metallurgiya = Izvestiya – Ferrous Metallurgy*. 1986, no. 9, pp. 84–88. (In Russ.).
- Pampillo C.A., Polk D.R. *Acta Met.* 1974. Vol. 22, pp. 741–749.
- Murata T., Masumoto T., Sakai M. *Proceeding of the third international conference on rapidly quenched metals*. The Metals Society, London, Brighton, England. Cantor B. ed. 1978, no. 2, p. 101.
- Spaepen F., Taub A.I. *In amorphous metallic alloys*. Lubrosky F.E. ed. London, Butterworth, 1983. p. 231.
- Tabor D. *The Hardness of Metals*. Oxford: Clarendon Press, 1951. 130 p.
- Milman Yu.V., Pan S.V., Postoi S.V., Ivashchenko R.K. Microhardness of amorphous metallic alloys. *Poroshkovaya metallurgiya*. 1990. Vol. 8, pp. 49–53. (In Russ.).
- Milman Yu.V., Trefilov V.I. On the physical nature of the temperature dependence of the yield point. *Poroshkovaya metallurgiya*. 2010. Vol. 7/8(474), pp. 3–18. (In Russ.).
- Spaepen F. *Scripta Materialia*. 2006. Vol. 54, pp. 363–367.

Received December 2, 2013