

УДК 621.384.8, 539.374, 539.219.3

PACS number(s): 07.75.+h, 81.40.Lm, 66.30.-h

МІГРАЦІЯ АТОМІВ МІДІ ТА НІКЕЛЮ У РАЗІ ПЛАСТИЧНОЇ ДЕФОРМАЦІЇ СТИСКАННЯМ ТА ОДНОЧАСНОЇ ДІЇ ЕЛЕКТРИЧНОГО СТРУМУ

В. Бевз, Д. Герцрикен, Н. Зайцева, В. Мазанко

*Інститут металофізики ім. Г.В.Курдюмова НАН України
відділ нестационарного масопереносу
вул. Вернадського, 36, 03680 Київ, Україна
e-mail: BevzV@ukr.net, izotop@imp.kiev.ua*

Застосовуючи методи радіоактивних індикаторів (^{63}Ni , ^{55}Fe) та іонної маспектрометрії, були вивчені дифузійні процеси в міді та нікелі, що піддаються швидкісному стисненню за підвищених температур, яке відбувається шляхом накладання на квазістатично деформовані метали потужних імпульсів електричного струму. З'ясовано вплив на рухливість атомів, глибину проникнення, форму концентраційного профілю, швидкості пластичної деформації та дефектність структури. Наведені припущення щодо можливого механізму перенесення речовини під час дії імпульсів електромагнітного поля чи електричного струму.

Ключові слова: дифузія, масоперенесення, глибина проникнення, електромагнітне поле, електричний струм, імпульсна деформація, концентраційні профілі.

Як відомо, одним з випадків прояву впливу імпульсного навантаження на масоперенесення у металах [1, 2] є накладання імпульсного електромагнітного поля або пропускання імпульсів електричного струму через деформуючі метали. У момент проходження струму простежено електропластичний ефект (так званий ефект Троїцького, далі ЕПЕ), тобто відбувається зменшення міцності матеріалу [3] та швидкість пластичної деформації приповерхневих шарів $\dot{\epsilon}$ становить залежно від умов навантаження від 10 до 10^4 c^{-1} ($\epsilon \leq 2-10\%$), що, своєю чергою, сприяє виникненню аномального масоперенесення в твердій фазі [4]. Отож, коефіцієнти масоперенесення у разі розтягнення в імпульсному електромагнітному полі за відсутності нагрівання, коли швидкість деформації досягала $50-100 \text{ c}^{-1}$, становили $\sim 2 \cdot 10^{-5}$, $9 \cdot 10^{-6}$, $6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{c}$ відповідно для проникнення атомів нікелю в мідь, міді в нікель та титану в алюміній. До того ж наявність поля призводила до додаткового пришвидшення міграції атомів на $\sim 40-50\%$ порівняно з деформацією з тією ж швидкістю, але в умовах імпульсного механічного навантаження [5].

Ціллю цієї роботи стало вивчення міграції та розподіл атомів у металах, що піддавались швидкісному стиску та розтягненню в імпульсному електромагнітному полі за температур $\sim 723-873$ та 293 K .

Експерименти проводили на відпалених та попередньо деформованих на 10% зразках з нікелю чистоти 99,99%. Поверхня зразків перед навантаженням була піддана електрополіруванню, після чого на неї електролітично наносили шари стабільного нікелю, а також радіоактивних ізотопів нікелю ^{63}Ni або заліза ^{55}Fe . Товщина покриття не перевищувала 0,2–0,5 мкм. Поверхнева активність становила $(4-10) \cdot 10^3$ імп/хв. Зразки перед деформацією складали попарно покритими сторонами.

Для реалізації електропластичного ефекту під час стиснення застосовували промислову установку для конденсаторного зварювання (рис. 1) [6]. Такий спосіб навантаження пов'язаний з розрядом потужної конденсаторної батареї на статично деформуючі зразки 2 і 3 протягом 30 с, що знаходились в роликах 1 та 4. Прикладене навантаження (P) становить $\sim 1-3$ кН. Зарядка конденсатора до амплітудного значення напруги $U_{a \max}$ (250–400 В) вторинної обмотки випрямного трансформатора TA здійснюється через вентильний елемент B_3 . Накоплена в процесі зарядки конденсатора енергія, рівна $E = C_p \cdot U_{a \max}^2 / 2$, через вентильний елемент B_p надходить на зразки, при цьому тривалість розряду, а відповідно, і імпульсної деформації, сягає $2 \cdot 10^{-5}$ с. Температура зразків у процесі проходження струму підвищується до $\sim 700-800$ К (при статичному стиску вона не перевищує кімнатної). Ступінь та швидкість деформації нікелю досягає значень 10% та $4 \cdot 10^3$ с $^{-1}$, для міді ці ж показники рівні 15% та $6 \cdot 10^3$ с $^{-1}$. Тривалість процесу імпульсної деформації не перевищувала 100 мкс. Для порівняння, мідь та нікель деформували осадженням на пресі до 10–15%. При цьому швидкість деформації $\dot{\epsilon}$ становила $(1-2) \cdot 10^{-3}$ с $^{-1}$.

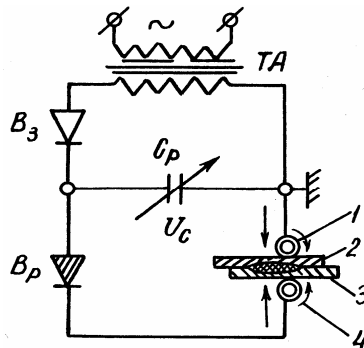


Рис. 1. Схема імпульсного деформування шляхом застосування електропластичного ефекту [3]

Дослідження виконували застосовуючи різні методики: пошаровий радіометричний аналіз остаточної β -активності матеріалу, макро- та мікроавторадіографію, вторинну іонну маспектрометрію, що дало змогу з високою точністю визначити глибину проникнення мічених атомів, положення максимумів концентрацій, форму профілю розподілення проникаючих атомів, співвідношення між потоками речовини за об'ємом зерна та дефектами кристалічної структури. При невеликих глибинах проникнення (до 10–15 мкм) розподіл атомів у покритті та основному об'ємі матеріалу проводили методом

вторинної іонної маспектрометрії (ВІМС) на маспектрометричному мікроскані. Цей метод дає змогу визначити координату шару, в якому вимірювали концентрацію з точністю до 10 нм, а концентраційна чутливість була не нижче 0,01%. Для концентраційних профілів від 10 до 100 мкм застосували метод Грузина – пошарове визначення остаточної інтегральної радіоактивності зразка [7]. Також були використані інші методи, що застосовують для великих глибин проникнення, а саме – макро- та мікроавторадіографія. Для м'якого випромінювання – почорніння фотоплівки прямо пропорційно концентрації. Якщо ж глибини проникнення були в інтервалі 30–100 мкм, для авторадіографії застосовували метод “косого шліфа” [8] під кутом 30°–6° з подальшим перерахунком на істинні глибини. Для вивчення концентраційних неоднорідностей, що виникають як у поверхневих, так і в тих, що знаходяться в об'ємі метала, шарах, застосовували електронно-мікроскопічну авторадіографію [9].

Розраховували коефіцієнти масоперенесення D_M за концентраційними профілями, отриманими методом ВІМС за формулою:

$$C = C_0 \cdot \exp\left(X_n^2 / 4D_M \cdot \tau\right). \quad (1)$$

Для коефіцієнтів D_M , отриманих за допомоги знімання шарів, застосовували формулу

$$\mu N_n = \frac{Const}{\sqrt{\pi D_M \tau}} \cdot \exp\left(\frac{X_n^2}{4D_M \tau}\right), \quad (2)$$

де N_n – активність зразка після зняття шару завтовки X_n , μ – лінійний коефіцієнт поглинання радіоактивного випромінювання матеріалом зразка; τ – тривалість міграції атомів, оскільки для β -випромінювання нікелю з енергією 63 кеВ та характеристичного рентгенівського випромінювання ^{55}Fe , розпад якого відбувається шляхом електронного захвату, можна не враховувати $\frac{dN_n}{dX_n}$. Для

обчислення D_M у разі авторадіографічних методів, отримання концентраційних профілів використовували співвідношення (1), де концентрація пропорційна до ступеня почорніння.

Проведені дослідження засвідчили, що за умови дії одиночного імпульсу електричного струму виникає проникнення мічених атомів поверхневих шарів у глибину обох попарно деформуючих металів, та максимальне значення концентрації проникаючих атомів знаходиться не на поверхні, а на глибині $\sim 0,5$ –1 мкм. При цьому і для міді, і для нікелю (а також для алюмінію) глибини проникнення у верхньому зразку були вищі на 10–15%, ніж у нижньому, як і те, що є при імпульсному механічному навантаженні і конденсаторному зварюванні-пайці [1, 2, 10]. За повільного навантаження різниці між значеннями глибин проникнення та коефіцієнтів дифузії є у межах похибки експерименту. Однак склад зони взаємодії між покриттям і основним металом, що виникає за декілька мікросекунд навантаження, був однаковим. Контрольні експерименти, що полягали в одночасному деформуванні двох різномірних металів: верхній зразок був виготовлений з нікелю, а нижній з міді; за оберненого розташування зразків перехідна зона між нікелем і міддю в обох випадках становила лише рівномірно розподілені тверді розчини міді в нікелі та нікелю в міді з однаковою концентрацією розчиненої речовини на одних і тих самих глибинах. Крім проникнення атомів покриття в основний метал (відпалений або деформований),

також простежено дифузію атомів основного металу в покриття. В табл. 1 представлені відповідні коефіцієнти масоперенесення. З таблиці робимо висновок, що швидкісна деформація в імпульсному електромагнітному полі зумовлює ріст рухливості атомів в покритті, відпаленому та попередньо деформованому металі близько на 8–9 порядків порівняно з квазістатичним навантаженням. До того ж D_M в нікелевому та мідному покриттях при обох видах впливу вище, ніж у масивному матеріалі, але перехід від квазістатичного до імпульсного деформування спричинює зменшення різниць між ними.

Потрібно зазначити, що під час розтягнення без нагрівання в імпульсному магнітному полі при менших на ~ 2 порядки швидкостях деформації та квазістатичного розтягнення також спостерігається більша швидкість міграції атомів основного металу в покритті [4, 5]. Пришвидження рухливості у покритті та деформованому матеріалі порівняно з металом при повільному осадженні пов'язане з більшою дефектністю кристалічної структури, як і те, що відбувається за дифузії атомів металів у деформованих матеріалах в процесі ізотермічного відпалювання. Зменшення швидкості міграції атомів у попередньо деформованому металі в процесі подальшого імпульсного навантаження також узгоджується з літературними даними [11], оскільки атоми металів, дифундуючи під час швидкісної деформації по міжвузельному механізму, подібно до атомів вуглецю, уповільнюють свій рух за наявності введених у матрицю дефектів порівняно з більш ідеалізованим кристалом. Що до пришвидження масоперенесення у покритті при імпульсному впливі, то можна лише припустити, що певну роль у цьому відіграє напруження, які виникли у процесі нанесення металічних шарів. Порівняння рухомості атомів нікелю та міді за цих умов навантаження з результатами робіт [5, 6, 12–14], виконаними також при дії імпульсного електромагнітного поля, але з меншими значеннями швидкості деформації ($\dot{\epsilon} \leq 100 \text{ s}^{-1}$) і без нагрівання, свідчить, що збільшення $\dot{\epsilon}$ і T , як і при імпульсному механічному навантаженні [1, 2, 11], сприяє пришвидженню міграції атомів та збільшенню вмісту розчиненої речовини у твердому розчині.

Аналіз форми концентраційних профілів у зразках, виготовлених з прокатаних металів, засвідчив, що зменшення концентрації є не лише на поверхні, а також на тих ділянках границь зерен, які паралельні до поверхні. Про це свідчить зменшення іонного струму під час проходження границь (рис. 2, *a*) і зниження кількості відновлених мікрокристалів срібла на авторадіограмі границь зерен. Однак, залежність $\lg C = f(X^2)$ є прямою лінією, що вказує на об'ємний характер проникнення. Наявність такого збіднення виявляється також мікроавторадіографічним методом (рис. 2, *b*). Однак всередині границь простежено рівномірний розподіл атомів за об'ємом зерна внаслідок об'ємного механізму, що підтверджується даними електронікроскопічної авторадіографії (рис. 2).

Для опису ефектів в експериментах можна використати модель, що запропонована у праці [15]. Як відомо, ЕПЕ пов'язаний з впливом електричного струму на дислокаційний ансамбль. Включення імпульсного струму в процесі активної деформації зразків призводить, зазвичай, до стрибкоподібному приросту деформації та зв'язаному з цим стрибком деформуючого зусилля. Залежність цього ефекту від амплітуди J_0 та тривалості t_u імпульсів струму є пороговою [16]. Поріг по J_0 розміщений на рівні 250–400 А/мм² для різних металів, а за t_u на

рівні 50–100 мкс. Ефект збільшується з ростом J_0 і t_u , а також з ростом частоти струму [17]. Автори робіт [15] зазначили, що зустрічні імпульси можуть зменшувати один одного в їх дії на пластичну деформацію металу, а дія парних імпульсів залежить від часу між імпульсами в парі. Значно сильніше виявляють себе серії з 10–20 імпульсів, що пропускаються через деформуючий метал з достатніми інтервалами часу для накопичення незавершених зрушень.

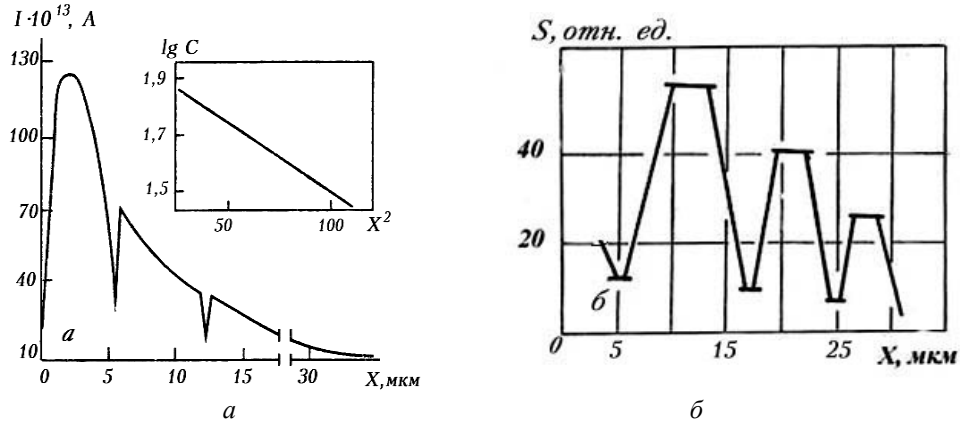


Рис. 2. Розподіл концентрації нікелю в попередньо прокатаній міді після проникнення атомів нікелю під дією стиску в імпульсному електромагнітному полі, отриманий методами ВІМС (а) та електронімікроскопічної авторадіографії (б)

Зазначені особливості ЕПЕ можна пояснити захопленням дислокацій електронами провідності в напрямі струму. Дія струму на дислокації, що беруть участь у пластичній деформації, не еквівалентна лише прикладеному до них механічному напруженню. Керуючись формулою Піча-Келера, сила, що діє на дислокацію зі сторони зовнішнього напруження, змінює свій напрям на протилежний при зміні знака дислокації, відповідно до чого дислокації протилежних знаків реагують на приріст механічного напруження однаково. Протікання через метал струму J_0 спричинює те, що дислокації під гострим кутом по відношенню до напрямку струму (умовно, додатні дислокації), пришвидшують свій рух під впливом сили захвату, яка в розрахунку на одиницю довжини дислокації записують у вигляді

$$F = J_0 B / ne, \quad (3)$$

де B – коефіцієнт електрон-дислокаційної взаємодії, n – концентрація електронів провідності, e – заряд електрона.

Дислокації від'ємного знака рухаються під тупим кутом до напрямку струму, гальмуються тією ж силою. Тому вплив струму не еквівалентний прикладанню додаткового механічного напруження. Важливо зазначити що ця обставина не обов'язково має полярний характер ЕПЕ, оскільки цей ефект є реакцією усієї дислокаційною сукупністю на дію струму. Залежність вкладу в ЕПЕ від напрямку струму зумовлена відмінністю між густинами дислокацій різних знаків.

Використавши кінетичне рівняння для швидкості термічно активованої деформації, в якій враховано дію на дислокації сили захвату (3), можна показати, що в режимі повзучості стрибок деформації визначається виразом

$$\Delta\varepsilon = f \cdot t_u \left[\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \cdot \frac{\sigma_l}{K} + \frac{V^* \sigma_l^2}{2KkT} \right], \quad (4)$$

де N_+ і N_- – густини дислокацій додатного та від’ємного знаків; K – коефіцієнт лінійного зміцнення; $\sigma_l = J_0 B / neb$; b – вектор Бюргерса. Тут враховано, що $\sigma_l V^* \ll kT$. Навіть якщо розглянути малоімовірний випадок $N_- = 0$ (або $N_+ = 0$), тоді зразок повинен мати явно виражений макроскопічний вигин. З формули (4) робимо висновок, що при $N_+ \neq N_-$ зміна напрямку струму може призвести до зміни знака $\Delta\varepsilon$. Однак, N_+ та N_- практично однакові. Тому, відповідно до (4), термофлуктуаційний вклад в ЕПЕ буде неполярним, а різниця між оцінкою $\Delta\varepsilon$ та її експериментальним значенням становитиме чотири порядки.

Таке велике розходження оцінок з експериментальними даними свідчить про значущий безактиваційний вклад струму в ЕПЕ. Фізична природа цього вкладу полягає в тому, що під впливом імпульсів струму найнерівноважні групи дислокацій додатного знака відкріпляються від своїх перешкод безактиваційним шляхом, цьому також сприяє інерційний ефект Гранато. При цьому різко збільшуються сили, що діють на дислокації у напрямі струму. Групи ж дислокацій від’ємного знака відкріпляються від стопорів лише термофлуктуаційним шляхом. До того ж, це відкріплення перешкоджається зустрічним струмом. Зміцнення матеріалу, що відбувається під час деформації, перешкоджає появі нових нерівноважних груп дислокацій. Тому час формування t_ϕ таких груп після мікропластичної деформації, отриманою наступним імпульсом струму, з ростом загальної деформації повинен зростати. Цю обставину якісно можна врахувати, припустивши $t_\phi = \bar{l} / \bar{\vartheta}$, де $\bar{\vartheta}$ – середня швидкість термофлуктуаційного руху дислокацій за відсутності імпульсів струму, а \bar{l} – середнє переміщення дислокацій, що відкріпилися від стопорів. Оскільки, швидкість пластичної деформації $\dot{\varepsilon}$ пов’язана із $\bar{\vartheta}$ співвідношенням $\dot{\varepsilon} = bN\bar{\vartheta}$, то $t_\phi = \varepsilon_0 / \dot{\varepsilon}$, де $\varepsilon_0 = b\bar{l}N$, а N – загальна густина дислокацій обох знаків. Використавши рівняння термоактиваційної пластичної деформації:

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon_0 \omega sh \frac{(\sigma^* - K\varepsilon) \vartheta^*}{kT}, \quad (5)$$

за допомогою якого отримана формула (4). Тут $\omega = \nu \exp(-U/kT)$ – середня частота подолання дислокаціями потенціальних бар’єрів з енергією активації U , ν – частота спроб подолання бар’єрів; σ^* – ефективні напруження, що відповідають початку процесу пластичної деформації. Розв’язуючи рівняння (5) для випадку повзучості ($\sigma^* = \text{const}$), знайдемо залежність від часу пластичної деформації. Обчислюючи швидкість її зміни, отримуємо час формування нерівноважних дислокаційних скупчень:

$$t_\phi = \frac{\varepsilon_0}{\dot{\varepsilon}(t)} = \frac{1}{2\omega} \left\{ cth \left(\frac{\sigma^* V^*}{2kT} \right) \exp \left(\frac{KV^* \varepsilon_0}{kT} \omega t \right) - th \left(\frac{\sigma^* V^*}{2kT} \right) \exp \left(-\frac{KV^* \varepsilon_0}{kT} \omega t \right) \right\}. \quad (6)$$

Найбільший вплив імпульсний струм виявляє у тих випадках, коли до приходу кожного з наступних імпульсів встигають з'явитися нерівноважні групи дислокацій, тобто при $f t_\phi(t) \ll 1$. Цю умову задовольняють тільки n перших імпульсів струму, число яких відповідно до наведеної нерівності визначають за допомогою рівняння $f t_\phi(t_0 + n/f) = 1$, де t_0 – момент включення струму. Підставляючи в (6) та розв'язуючи отримане рівняння відносно n , отримуємо

$$n = \frac{1}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{kT}{KV^*} \left[\Phi\left(\frac{f}{\omega}\right) + \frac{f}{\omega} \ln th \frac{\sigma^* V^*}{2kT} \right] - f t_0 \right\}, \quad (7)$$

де функція $\Phi(x) = x \ln\left(1/x + \sqrt{1/x^2 + 1}\right)$ зі збільшенням x різко зростає від 0 до 1, наближуючись до останньої асимптотично. Якщо припустити, що кожний з n імпульсів спричиняє елементарну пластичну деформацію $\delta\varepsilon$, то безактиваційний вклад струму в пластичну деформацію буде

$$\Delta\varepsilon = n\delta\varepsilon = \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{kT}{KV^*} \left[\Phi\left(\frac{f}{\omega}\right) + \frac{f}{\omega} \ln th \frac{\sigma^* V^*}{2kT} \right] - f t_0 \right\}. \quad (8)$$

Потрібно зазначити, що отримана формула застосовується лише при частотах $f \leq f_0 = t_\phi^{-1}(t_0)$. У протилежному випадку, коли $f > f_0$, дислокаційний ансамбль реагуватиме не на кожен наступний імпульс струму, "пропускаючи" зі збільшенням f дедалі більшу кількість імпульсів. Беручи до уваги наявність у (8) максимуму при $f \sim \omega$, слід зробити висновок про наявність немонотонної зміни $\Delta\varepsilon$ з ростом частоти імпульсного струму. При $\sigma^* \gg kT/V^*$ спостерігається відповідність формули (6) з отриманим в [17] виходом на насиченій кривій залежності ЕПЕ, перерахованим умовно на приріст ефективного напруження $\Delta\sigma^* = K\Delta\varepsilon$ від f . За температури експерименту 78 К та вказаних вище значеннях констант K і V^* з (8) $\Delta\sigma^* \sim 10^5 \delta\varepsilon/\varepsilon_0$ Па, що відповідає експериментальному значенню $\Delta\sigma^* = 10^5$ Па [17] за $\delta\varepsilon \sim \varepsilon_0$.

Елементарна пластична деформація $\delta\varepsilon$, як і $\Delta\varepsilon$, залежить (відповідно до (8)), від амплітуди імпульсів J_0 та їхньої тривалості t_n : відповідно до (8) залежність від цих величин $\delta\varepsilon$ різко зростає зі збільшенням J_0 та t_n і має відносно цих величин пороговий характер. Зазначимо також, що множник kT/KV^* у (8), на відміну від випадку логарифмічного закону повзучості, зумовлений не безпосередньо термофлуктуаційною пластичною деформацією, а тим, що число актів безактиваційної деформації визначаються часом t_ϕ , що характеризує термофлуктуаційну перебудову дислокаційного ансамблю в процесі повзучості.

Використовуючи вже наявні уявлення про ЕПЕ, можна сказати, що розвинута концепція в роботі про дію імпульсів струму на пластичну деформацію металу пояснює основні експериментальні дані отримані з електропластичного ефекту, отримані до цього часу.

Таблиця 1

Вплив стану матеріалу та виду дифундуючих атомів на рухливість атомів у металах у разі квазістатичного (D) і імпульсного (D_M) навантаження *

Дифу-зонт	Метал		$D \cdot 10^{11}$, см ² /с	$D_M \cdot 10^3$, см ² /с
Ni	Мідь (основний метал)	Відпал.	2,0	2,2
		Деформ.	4,8	0,9
Ni	Мідь (покриття)		9,0	4,1
Ni	Нікель (основний метал)	Відпал.	3,1	1,9
		Деформ.	7,0	0,96
Ni	Нікель (покриття)		10,8	3,9
Cu	Нікель (основний метал)	Відпал.	1,2	0,95
		Деформ.	3,0	0,58
Cu	Нікель (покриття)		6,5	2,3

*Наведені усереднені значення D_M і D за нижнім та верхнім зразками.

1. Лариков Л.Н., Фальченко В.М., Мазанко В.Ф., Харченко Г.К. и др. Докл. АН СРСР. 1975. Т. 221. № 5. 1073 с.
2. Лариков Л.Н., Фальченко В.М., Герцирикен Д.С., Хренов К.К. и др. Докл. АН СРСР. 1978. Т. 239. № 2: 312 с.
3. Троицкий О.А., Розно Л.Т. Физика тв. тела. 1970. Т. 12. № 1. 203 с.
4. Герцирикен Д.С., Костюченко В.Г., Тышкевич В.М., Фальченко В.М. Доп. НАНУ, 2000. № 2. 99 с.
5. Чачин В.Н., Мелещенко Б.А., Тышкевич В.М., Фальченко В.М. та ін. Весці АН БССР, сер. фіз-тэхн. 1987. Т. 49.
6. Моринский В.Э. Конденсаторная сварка металлов. Справочник. К.: Наук. думка, 1964. 300 с.
7. Грузин П.Л. Докл. АН СССР. 1952. Т. 86. № 2. 289 с.
8. Бокиштейн С.З., Кишкин С.Т., Мороз Л.М. Исследование строения металлов методом радиоактивных изотопов. М.: Оборонгиз., 1959. 92 с.
9. Бокиштейн С.З., Гинзбург С.С., Мороз Л.М. и др. Электронномикроскопическая автордиография в металловедении. М.: Металлургия, 1978. 264 с.
10. Рябов В.Р., Дыхно И.С., Парнета И.М., Зволинский И.В. и др. Автоматическая сварка. 1993. № 4: 15 с.
11. Герцирикен Д.С., Мазанко В.Ф., Тышкевич В.М. и др. Массоперенос в металлах при низких температурах в условиях внешних воздействий (В.М.) К.: изд. НАНУ, 1999. 436 с.
12. Герцирикен Д.С., Костюченко В.Г., Тышкевич В.М., Фальченко В.М. Доп. НАНУ. 1997. № 3: 118 с.
13. Герцирикен Д.С., Костюченко В.Г., Тышкевич В.М., Фальченко В.М. Доп. НАНУ. 2000. № 5: 105 с.
14. Захаров С.М., Миронов В.М., Тышкевич В.М., Герцирикен Д.С. Электронная микроскопия и прочность материалов. 2002. Вып. 12. 12 с.
15. Роцупкин А.М., Троицкий О.А., Спицин В.И. и др. Докл. АН СССР. 1986. Т. 286. № 3. 633 с.

16. Зуев Л.Б., Громов В.Е., Курилов В.Ф., Гуревич Л.И. Докл. АН СССР. 1978. Т. 239. № 1. 84 с.
17. Троицкий О.А., Спицин В.И., Сташенко В.И. Докл. АН СССР. 1981. Т. 256, № 5. 1134 с.

**Ni AND Cu ATOMS MIGRATION AT PLASTIC DEFORMATION BY
SIMULTANIOUS PRESSING DEFORMATION AND ELECTRIC CURRENT
INFLUENCE**

V. Bevz, D. Gercriken, N. Zaiceva, V. Mazanko

*Institute of metal-physics by G.V. Kurdymov, Ukraine
department №52, av. Vernadskogo, 36, 03680 Kiev, Ukraine
e-mail: BevzV@ukr.net , izotop@imp.kiev.ua*

Using radio-tracers (^{63}Ni , ^{55}Fe) method and ion mass-spectrometry diffusive processes in Cu and Ni samples which are quick-pressed under high temperature. This treatment is held with strong current impulses on quasistatic warped metals. Influence on atom mobility, penetration depth, shape of concentration profile, plastic deformation speed and structure defectiveness are established. Assumption of possible mechanisms of mass-transition at impulsive electromagnetic field or electric current.

Key words: diffusion, mass-transition, penetrating depth, electromagnetic field, electric current, impulsive deformation, concentration profile.

Стаття надійшла до редколегії 17.05.2006
Прийнята до друку 09.06.2008