

верхности помимо твердых растворов было обнаружено небольшое количество соединения  $Fe_xMo_{1-x}$ . Его оказалось недостаточно для определения симметрии и сопоставления с интерметаллидом  $Fe_2Mo$  ( $\lambda$ -фаза). При обработке по такому же режиму тонкопленочного ( $\sim 1000$  нм) исходного гальванического покрытия  $^{57}Fe$ , находящегося на монокристаллическом молибдене, молибденовым анодом, на поверхности возникает твердый раствор железа в молибдене и интерметаллическое соединение  $Fe_xMo_{1-x}$ , где  $x < 0,66$ . На глубине  $\sim 1500$  нм выявляется твердый раствор молибдена в  $\alpha$ -Fe в виде фаз, размером порядка 15 нм.

При нанесении Fe покрытия на Mo возникают сходные фазы. При энергии разряда 6,4 Дж появляются твердые растворы с таким же содержанием растворенного элемента, нитриды железа и молибдена, интерметаллическое соединение с нарушенной стехиометрией  $Fe_{1,9}Mo$ . Карбидные фазы не возникают, как и в случае взаимодействия молибдена со сталями, поскольку количество углекислого газа в воздухе незначительно по сравнению с азотом, а других источников поступления атомов углерода в покрытие и основной металл нет. Кроме того, на поверхности железного покрытия обнаруживаются атомы кислорода – порядка 12 ат.% кислорода, не связанного в окислы. Можно предположить, что кислород находится в виде пересыщенного твердого раствора в железе и в растворе молибдена в  $\alpha$ -Fe.

### Список литературы

1. Герцрикен Д.С. Взаимодействие железа с газами воздуха под действием искровых разрядов /Д.С.Г ерцрикен, В.Ф.Мазанко, Чао Шенжу, Чжан Цженю, Д.В. Миронов, Т.В. Миронова. // Материалы 8-ой международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом», 23-25 сентября 2009 г., Минск, Беларусь. – Минск: «Издательский центр БГУ», 2009, С. 24-26.
2. Герцрикен Д.С. Взаимодействие меди с газами воздуха под действием искровых разрядов. /Д.С.Г ерцрикен, В.Ф.Мазанко, Чао Шенжу, Чжан Цженю, Д.В. Миронов, Т.В. Миронова. // Там же, С. 27-29.
3. ASM Handbook Volume 3 Alloy phase diagrams ASM International 1992.
4. Герцрикен, Д.С. Массоперенос в металлах при низких температурах в условиях внешних воздействий. /Д.С. Герцрикен, В.Ф. Мазанко, В.М. Тышкевич, В.М. Фальченко — Киев: РИО ИМФ НАН Украины, 1999. - 436 с.

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА НА ДИФфуЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДЕФОРМИРУЕМЫХ МЕТАЛЛАХ

**Миронов В. М., Миронов Д. В., Герцрикен Д. С., Лопата Л.А., Бевз В. П.**

*Самарская государственная сельскохозяйственная академия, п. Усть-Кинельский*

*Самарской обл., Россия, [dvonorim@mail.ru](mailto:dvonorim@mail.ru)*

*Институт металлофизики им. Г.В.Курдюмова НАНУ, Киев, Украина,*

*[dina\\_izotop@mail.ru](mailto:dina_izotop@mail.ru); [BevzV@ukr.net](mailto:BevzV@ukr.net)*

*Национальный авиационный университет, Киев, Украина, [beryuza@ukr.net](mailto:beryuza@ukr.net)*

Одновременное действие пластической деформации и импульсов электрического тока используется при различных видах химико-термической обработки [1].

Рассмотрим перенос вещества при электроконтактном припекании. Оно осуществляется под импульсным давлением при прямом пропускании электрического тока до 8...30 кА, вторичным напряжением 1...6 В, давлением до 100 МПа, временем импульса 0,04...0,2 с, временем паузы 0,04...0,2 с., высокими скоростями нагрева, которые могут достигать  $10^3 \dots 10^4$  К/с. Результаты исследований показывают, что за время действия синхронизированных импульсов тока и давления, в результате реализации электропла-

стического эффекта происходят мгновенное разупрочнение и, как следствие, высокоскоростная пластическая деформация ( $10 \leq \dot{\epsilon} \leq 10^2 \text{ с}^{-1}$ ), в результате чего возникает развитая диффузионная зона между покрытием и металлом основы. Кроме того, имеет место также диффузия атомов основного металла в покрытие, практически на всю толщину покрытия. При режимах  $I_{св} = 9 \text{ кА}$ ,  $t_{импульса} = 0,06 \text{ с}$ ,  $p = 80 \text{ МПа}$ , глубина проникновения составляет 10-12 мкм. С ростом величин давления и силы тока диффузионная зона возрастает и достигает значения  $\sim 25 \text{ мкм}$ . Для сравнения определяли величину диффузионной зоны и форму концентрационного профиля при медленном растяжении со скоростью  $3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

Коэффициенты диффузии ( $D_M$ ) представлены в табл. 1. Из ее рассмотрения следует, что одновременное воздействие импульсов тока и деформации приводит к росту подвижности атомов на  $\sim 5$  порядков аналогично тому, что происходит при импульсных механическом и электромагнитном нагружениях [1].

**Таблица 1.** Подвижность атомов в металлах при статической ( $D$ ) и импульсной ( $D_M$ ) обработках

Диффузانت	Металл	$D_M \cdot 10^5, \text{ см}^2/\text{с}$	$D \cdot 10^{11}, \text{ см}^2/\text{с}$
Ni	Железо	3,0	0,4
Cr	Никель	6,3	6,5
W	Железо	5,2	3,2
Fe	Никель	3,9	7,6
Al	Никель	7,1	65,0
Mn	Никель	9,2	98,0

При наложении импульсов тока на медленно растягиваемый металл ( $10^3 \text{ А/мм}^2$ ,  $1,25 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ ,  $323 \text{ К}$ ) происходит деформация со скоростью  $40 \text{ с}^{-1}$ , и подвижность атомов резко возрастает (табл. 2).

**Таблица 2.** Подвижность атомов в металлах при действии одного импульса тока.

*Me→ Me	Ni→Ni	Ni→Cu	Cu→Ni	Fe→Fe	Fe→Co	Co→Fe	Co→Co	Al→Ti	Ti→Al
$D_M \cdot 10^5, \text{ см}^2/\text{с}$	1,8	2,1	0,9	1,2	2,0	3,0	3,2	4,9	6,6

С повышением температуры и скорости скачкообразной деформации в момент раз упрочнения в условиях конденсаторной сварки алюминия, меди, никеля ( $2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ ,  $7,5 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ,  $\sim 723 \div 873 \text{ К}$ ) подвижность собственных атомов и атомов других металлов растет еще больше и достигает величин  $10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ . Аналогичное влияние температуры и скорости деформации наблюдается при различных обработках: механическом воздействии, нагружении ударами с ультразвуковой частотой и др. [1].

Для понимания полученных результатов необходимо создание модели процесса раз упрочнения металла при прохождении импульсов тока.

В описании электропластического эффекта (ЭПЭ) можно использовать модель предложенную в работе [2]. Включение импульсного тока в процессе активной деформации образцов или ползучести приводит, как правило, к скачкообразному приращению деформации и связанному с этим скачком деформирующего усилия. Зависимость этого эффекта от амплитуды  $J_0$  и длительности  $t_u$  импульсов тока носит пороговый характер [3]. Порог по  $J_0$  лежит на уровне  $250-400 \text{ А/мм}^2$  для различных металлов, а по  $t_u$  на уровне  $50-100 \text{ мкс}$ . Эффект увеличивается с ростом  $J_0$  и  $t_u$ , а также с ростом частоты тока [4]. Действие тока на дислокацию, участвующие в пластической деформации,

не эквивалентно только приложению к ним механического напряжения. Как следует из формулы Пича-Келера, сила, действующая на дислокацию со стороны внешнего напряжения, изменяет своё направление на противоположное при изменении знака дислокации. Протекание тока  $J_0$  приводит к тому, что дислокации, перемещающиеся под острым углом по отношению к направлению тока (условно, “положительные” дислокации), ускоряют своё движение под влиянием силы увлечения, которая в расчёте на единицу длины дислокации записывается в виде

$$F = J_0 B / ne, \quad (1)$$

где  $B$  – коэффициент электрон-дислокационного взаимодействия,  $n$  – концентрация электронов проводимости,  $e$  – заряд электрона. Дислокации “отрицательного” знака движутся под тупым углом к направлению тока, тормозятся той же силой. Нужно отметить, что это обстоятельство не обязательно должно приводить к полярному характеру ЭПЭ, поскольку данный эффект является откликом всего дислокационного ансамбля на действие тока. Зависимость вклада в ЭПЭ от направления тока обусловлена различием между плотностями дислокаций разного знака. Воспользовавшись кинетическим уравнением для скорости термически активированной деформации, в которую учтено действие на дислокации силы увлечения (1), можно показать, что в режиме ползучести скачок деформации определяется выражением

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

где  $N_+$  и  $N_-$  – плотности дислокаций положительного и отрицательно знаков;  $K$  – коэффициент линейного упрочнения;  $\sigma_l = J_0 B / neb$ ; – – вектор Бюргерса. Здесь учтено, что  $\sigma_l V^* \ll kT$ . Числа  $N_+$  и  $N_-$  практически одинаковы. Поэтому, согласно (2), термофлуктуационный вклад в ЭПЭ будет не полярным, а различие между оценкой  $\Delta \varepsilon$  и ее экспериментальным значением составит четыре порядка.

Такое большое расхождение оценок с экспериментальными данными свидетельствует о более значительном безактивационном вкладе тока в ЭПЭ. Физическая природа этого вклада состоит в том, что под влиянием импульсов тока наиболее неравновесные группы дислокаций положительного знака открепляются от своих препятствий безактивационным путём, чему также способствует инерционный эффект Гранато. При этом резко возрастают силы, действующие на дислокации в направлении тока. Группы же дислокаций отрицательного знака открепляются от стопоров только термофлуктуационным путём. К тому же это открепление затрудняется встречным током. Происходящее во время деформации упрочнение материала препятствует появлению новых неравновесных групп дислокаций. Поэтому время формирования  $t_\phi$  таких групп после микропластической деформации, вызванной очередным импульсом тока, с ростом общей деформации должно возрастать. Качественно это можно учесть, полагая  $t_\phi = \bar{l} / \bar{\mathfrak{V}}$ , где  $\bar{\mathfrak{V}}$  – средняя скорость термофлуктуационного движения дислокаций в отсутствии импульсов тока, а  $\bar{l}$  – среднее перемещение дислокаций, открепившихся от стопоров. Так как скорость пластической деформации  $\dot{\varepsilon}$  связана с  $\bar{\mathfrak{V}}$  соотношением  $\dot{\varepsilon} = bN\bar{\mathfrak{V}}$ , то  $t_\phi = \varepsilon_0 / \dot{\varepsilon}$ , где  $\varepsilon_0 = b\bar{l}N$ , а  $N$  – общая плотность дислокаций обоих знаков. Воспользовавшись уравнением термоактивируемой пластической деформации:

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon_0 \omega sh \frac{(\sigma^* - K\varepsilon) \mathfrak{V}^*}{kT}, \quad (3)$$

с помощью которого, в частности, получена формула (2). Здесь  $\omega = \nu \exp(-U/kT)$  – средняя частота преодоления дислокациями потенциальных барьеров с энергией активации  $U$ ,  $\nu$  – частота попыток преодоления барьеров;  $\sigma^*$  – эффективные напряжения,

отвечающие началу процесса пластической деформации. Решая уравнение (3) для случая ползучести ( $\sigma^* = const$ ), найдём зависимость от времени пластической деформации. Вычисляя затем скорость ее изменения, получается в итоге время формирования неравновесных дислокационных скоплений:

$$t_\phi = \frac{\varepsilon_0}{\dot{\varepsilon}(t)}. \quad (4)$$

Наибольшее действие импульсный ток оказывает в тех случаях, когда к приходу каждого из последующих импульсов успевают появиться неравновесные группы дислокаций, т.е. при  $f \cdot t_\phi(t) \ll 1$ . Данному условию удовлетворяют только  $n$  первых импульсов тока, число которых согласно приведённому неравенству определяется с помощью уравнения  $f \cdot t_\phi(t_0 + n/f) = 1$ , где  $t_0$  – момент включения тока. Если принять, что каждый из  $n$  импульсов вызывает элементарную пластическую деформацию  $\delta\varepsilon$ , то безактивационный вклад тока в пластическую деформацию будет

$$\Delta\varepsilon = n\delta\varepsilon = \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{kT}{KV^*} \left[ \Phi\left(\frac{f}{\omega}\right) + \frac{f}{\omega} \ln \operatorname{th} \frac{\sigma^* V^*}{2kT} \right] - f t_0 \right\}. \quad (5)$$

Нужно отметить, что полученная формула применима лишь при частотах  $f \leq f_0 = t_\phi^{-1}(t_0)$ . В противоположном случае, когда  $f > f_0$ , дислокационный ансамбль будет реагировать не на каждый очередной импульс тока, «пропуская» с увеличением  $f$  всё большее число импульсов. Учитывая это, а также наличие в (5) максимума при  $f \sim \omega$ , следует сделать вывод о наличии не монотонного изменения  $\Delta\varepsilon$  с возрастанием частоты импульсного тока. Элементарная пластическая деформация  $\delta\varepsilon$ , как и  $\Delta\varepsilon$ , зависит, согласно (5), от амплитуды импульсов  $J_0$  и их длительности  $t_n$ . Отметим также, что множитель  $kT/KV^*$  в (5), в отличие от случая логарифмического закона ползучести, обусловлен не непосредственно термофлуктуационной пластической деформацией, а тем, что число актов безактивационной деформации определяется временем  $t_\phi$ , характеризующим термофлуктуационную перестройку дислокационного ансамбля в процессе ползучести.

1. Герцрикен, Д.С. Массоперенос в металлах при низких температурах в условиях внешних воздействий. /Д.С. Герцрикен, В.Ф. Мазанко, В.М. Тышкевич, В.М. Фальченко — Киев: РИО ИМФ НАН Украины, 1999. - 436 с.
2. Рошупкин, А.М. /А.М. Рошупкин, О.А. Троицкий, В.И. Спицин // ДАН СССР.— 1986.— Т.286, № 3. — С. 633 – 636.
3. Зуев, Л.Б. /Л.Б. Зуев, В.Е. Громов, В.Ф. Курилов, Л.И. Гуревич // ДАН СССР.— 1978.— Т.239, №1.— С. 84 – 86.
4. Троицкий, О.А. /О.А. Троицкий, В.И. Спицин, В.И. Сташенко // ДАН СССР.— 1981.— Т.256, №5.— С. 1134 – 1137.

## ПРЕДЕЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ КРУГЛОГО РАСТЯНУТОГО ОДНОРОДНОГО СТЕРЖНЯ

**Мойсейчик Е. А.**

*Белорусский национальный технический университет*  
[emoisseitchik@mail.ru](mailto:emoisseitchik@mail.ru)

Рассмотрим напряженное состояние растянутого однородного стержня в месте образования шейки. Для определения трех компонент напряжения в произвольной точ-