

УДК 669.14.018

©1994

ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ МЕДИ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

В.И.Лавернтьев

На температурной зависимости внутреннего трения меди, облученной мощными ионными пучками, обнаружены два пика. Предложена модель высокотемпературного пика, которая может быть обусловлена дефектными комплексами типа пар Френкеля, образовавшимися в металле после таких воздействий. Низкотемпературный пик связывается с дивакансиями, совершающими диффузную переориентацию в периодическом поле внешних напряжений.

Известно [1-3], что обработка мощными ионными пучками (МИП) металлов и сплавов изменяет физико-механические свойства в поверхностном слое, толщина которого на несколько порядков превышает проективный пробег ионов при имплантации. Действие совокупности механизмов поглощения энергии в мишени при таком воздействии формирует структуру, обладающую повышенными значениями ν микротвердости, износостойкости [2,3], что определяет данный метод как перспективный метод поверхностной модификации. В этой связи для целенаправленного изменения поверхностных свойств материалов, облученных МИП, большое значение приобретают исследования возникающих при этом структурных повреждений и их зависимость от режимов облучения и термообработок. В настоящей работе для изучения природы дефектов, образовавшихся в меди в результате облучения МИП, применен метод внутреннего трения, который ранее с успехом использовался в подобных целях для исследования металлов, облученных электронами, нейтронами и легкими заряженными частицами [4,5].

1. Методика эксперимента

Измерения внутреннего трения осуществлялись на установке электростатического возбуждения изгибных колебаний [6,7] консольно-закрепленного образца на частоте ~ 1 kHz в вакууме 10^{-4} Торр в интервале температур 293-773 К. Скорость нагрева составляла 5 K/min. Относительная деформация в процессе измерений не превышала $5 \cdot 10^{-6}$.

Образцы вырезались из медных (99.95%Cu) поликристаллических пластин толщиной 0.3 mm электроискровым способом и имели размер 2×10 mm. Перед измерениями внутреннего трения образцы утоньшались химическим травлением в 50% HNO₃ до толщины 170 μ m со стороны, обратной воздействию МИП.

Облучение проводилось в камере технологического ускорителя «Тонус» [3] ионами углерода (50%) и водорода (50%) при следующих режимах: энергия ионов — 450 keV; длительность импульса $\tau = 100$ nS. Варьировали плотность ионного тока ($10 \dots 200$ А/см²) и число импульсов ($n = 1 \dots 59$). В таблице приведены характеристики обработки медных образцов с помощью МИП.

Характеристики образцов, облученных мощными ионными пучками

Номер образца, №	1	2	3	4	5	6	7
ϵ , J/cm ²	2.5	3.5	4.5	3.5	3.5	3.5	3.5
Количество импульсов, n	1	1	1	3	7	11	59

Примечание. ϵ — поверхностная плотность энергии, введенной в образец ионным пучком за один импульс.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 и 2 приведены некоторые результаты исследования температурного спектра внутреннего трения поликристаллической меди до (рис. 1) и после воздействия МИП (рис. 2). Видно, что такое воздействие приводит к существенному изменению температурной зависимости внутреннего трения $Q^{-1}(T)$. Во-первых, на данных зависимостях появляются максимумы (пик α и пик β), величина и температурное положение которых зависит от поверхностной плотности энергии ϵ , введенной в образец пучком ионов. Во-вторых, после обработки образцов МИП величина фона внутреннего трения при температурах выше 573 К заметно возрастает.

Построением наблюдаемых пиков α и β в координатах $Q^{-1}-T^{-1}$ можно показать, что они соответствуют дебаевскому пику с одним временем релаксации или немного шире такового (до 20% — пик β). Первый же термоцикл в интервале 293–723–293 К приводит к полному отжигу пиков внутреннего трения и при последующем нагреве они не проявляются (рис. 2).

Небольшой высокотемпературный пик α проявляется для образцов, обработанных одним импульсом МИП, температура его положения

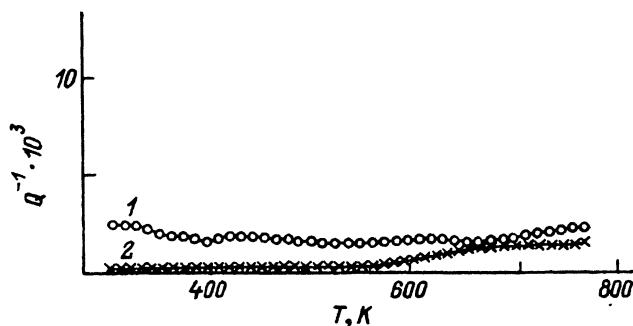


Рис. 1. Температурная зависимость внутреннего трения поликристаллической меди при первом (1) и втором (2) нагревах.

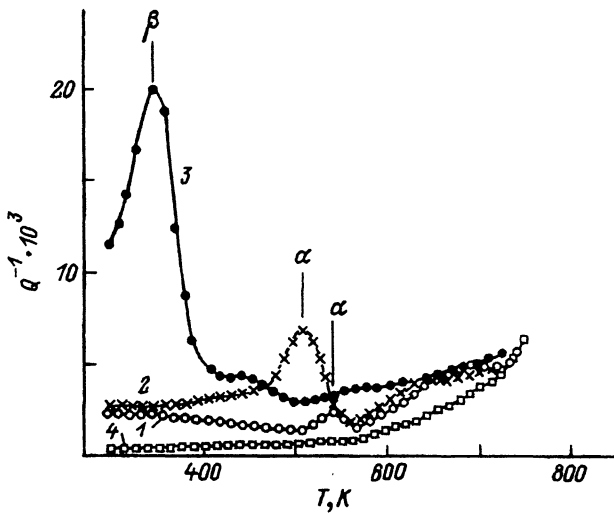


Рис. 2. Температурная зависимость внутреннего трения поликристаллической меди после воздействия МИП при первом (1-3) и втором (4) нагревах. 1 — образец № 1; 2, 4 — образец № 2; 3 — образец № 5.

для образца № 1 равна 533 К. Возрастание поверхностной плотности энергии приводит к смещению пика α в сторону более низких температур, при этом его высота возрастает (рис. 2). Воздействие нескольких ($n > 3$) импульсов приводит к исчезновению пика α , но при этом появляется большой низкотемпературный (вблизи 353 К) пик β , который при $n > 11$ также исчезает.

Энергия активации, определенная по формуле Маркса-Верта (по температурному положению пика) [8], для пика α уменьшалась от 1.06 до 1.01 eV при возрастании ϵ от 2.5 до 4.5 J/cm², а для пика β оказалась равной 0.68 eV. Частотный фактор τ_0 находился в пределах $(1.5-2.2) \times 10^{-14}$ с для обоих пиков внутреннего трения.

3. Модель пиков внутреннего трения

Полученное значение частотного фактора, а также дебаевская форма пиков свидетельствуют о том, что их природа связана с релаксационными перестройками атомов на расстоянии порядка межатомных [7,9]. Рассмотрим сначала параметры и свойства высокотемпературного пика α .

Энергия активации процессов, ответственных за появление пика α , близка к энергии активации миграции вакансий в меди ($E_m^v = 1.08$ eV [10]). Однако одиночные вакансии не могут быть причиной появления пика внутреннего трения, так как данный дефект не понижает симметрию кристаллической решетки ГЦК металла [9]. Поэтому пик α не может быть связан с диффузией одиночных вакансий. В то же время следует учесть, что при воздействии МИП в металле образуется большая концентрация неравновесных точечных дефектов и их комплексов (в частности, типа пар Френкеля) [3,5]. Вакансия в ГЦК металле может стать причиной неупругости только в том случае, если она входит в

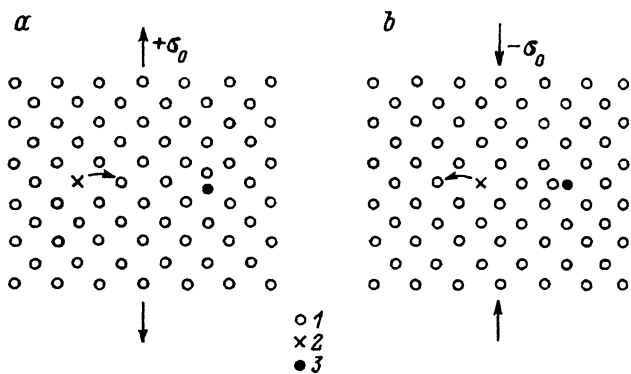


Рис. 3. Схема дефектного комплекса, расположенного в плоскости $\langle 100 \rangle$ ГЦК-решетки меди, объясняющая появление релаксационного максимума α : диффузионная перестройка комплекса при приложении растягивающих (а) и сжимающих (b) напряжений σ_0 вдоль направления $\langle 010 \rangle$.

1 — атом меди в узле кристаллической решетки, 2 — вакансия, 3 — междоузельный атом в гантельной конфигурации.

состав комплекса, имеющего, например, тетрагональную симметрию. Таким комплексом в данном случае с большой вероятностью может быть пара вакансия-междоузельный атом (пара Френкеля), находящаяся друг от друга на некотором расстоянии x_0 , равновесном для данного дефектного комплекса, причем, учитывая характер искажения кристаллической решетки вокруг точечных дефектов в меди [5], примем порядок величины $x_0 - 5a$ (a — межатомное расстояние). Кроме того, известно [5], что междоузельному атому в ГЦК решетке энергетически более выгодно находиться в гантельной конфигурации. На рис. 3 изображен описанный дефектный комплекс, расположенный в направлении $\langle 100 \rangle$.

Релаксационный механизм поглощения упругой энергии, ответственный за появление пика α , может быть следующим. Приложение растягивающих напряжений, например вдоль направления $\langle 010 \rangle$, приведет к переориентации оси гантели, соответствующей междоузельному атому, вдоль этого направления. Изменяющаяся конфигурация упругого поля гантели приведет к нарушению равновесного состояния комплекса и уменьшению x_0 ; возникнут силы притяжения вакансии к гантели. В результате вакансия «перепрыгнет» в соседнее положение, ближайшее к междоузельному атому (рис. 3,а). Изменение знака внешних напряжений возвратит гантель в исходное положение, при этом вакансия совершит обратный скачок (рис. 3,б). При приложении периодических напряжений с циклической частотой ω будет происходить поглощение упругой энергии за счет описанных атомных перескоков, причем максимум внутреннего трения должен наблюдаться при выполнении условия [7]

$$\omega \tau_v = 1, \quad (1)$$

где τ_v — время релаксации, обусловленное перескоком вакансий. Следует отметить, что предложенный механизм предусматривает также появление пика внутреннего трения, обусловленного переориентацией гантели, соответствующей междоузельному атому. Однако данный

процесс имеет энергию активации E_m^i гораздо меньшую, чем энергия активации миграции вакансий E_m^v (для меди $E_m^i \sim 0.26$ eV [5]), и соответствующий пик внутреннего трения в температурном диапазоне обсуждаемого эксперимента не может наблюдаться. Переориентации подобной гантели приписывают пики внутреннего трения, обнаруженные некоторыми авторами в облученном алюминии при криогенных температурах [10]. При температурах же, близких к температуре пика α , все гантели практически мгновенно ориентируются вдоль направления приложенного напряжения, и такая переориентация не будет приводить к заметному поглощению энергии колебаний.

Смещение пика α в область более низких температур при увеличении ϵ может быть связано с тем, что при увеличении интенсивности воздействия на образец возрастает концентрация дефектов, в том числе и описанных выше комплексов. Это приводит к росту внутренних напряжений σ и перекрытию упругих полей различных комплексов. Соответственно, энергия активации перескока вакансии E_m^v при релаксационном процессе понижается [9,11]

$$E_m^v = E_{m_0}^v - \sigma V, \quad (2)$$

где $E_{m_0}^v$ — энергия активации элементарного акта в ненапряженном кристалле, V — активационный объем. При этом температура максимума внутреннего трения также должна понижаться. Наблюдаемый в эксперименте (соответственно смещению) рост высоты пика α находится в согласии с предложенным механизмом, так как при увеличении ϵ должна возрастать и концентрация дефектных комплексов, ответственных за данный пик. Предложенный механизм пика α позволяет сделать некоторые количественные оценки. Так, полагая, что смещение пика при $\epsilon = 3.5$ J/cm² обусловлено, в основном, перекрытием упругих полей дефектов типа пар Френкеля (рис. 3) и что радиус упругого действия такого дефекта порядка $5a$, получаем, что концентрация неравновесных вакансий C_v при такой обработке должна быть не менее 10^{-3} , что на порядок превышает C_v при закалке меди из жидкого состояния [5]. Выражение (2) позволяет оценить при этом уровень внутренних напряжений. Принимая $V \sim a^3$ [5], $E_{m_0}^v = 1.06$ eV, $E_m^v = 1.01$ eV, получим $\sigma \sim 500$ МПа, что значительно превышает предел текучести меди [10]. Поэтому при возрастании ϵ и количества импульсов n , воздействующих на образец, внутренние напряжения будут релаксировать за счет пластической деформации, приводящей к возрастанию плотности дислокаций. Дислокации же являются эффективными стоками, в первую очередь для междоузельных атомов в связи с их легкой подвижностью. Это будет приводить к разрушению комплексов типа пар Френкеля и к исчезновению пика α , что и наблюдается в эксперименте.

Итак, при возрастании воздействия на образец ионным пучком будет увеличиваться, в основном, концентрация вакансий, которые будут объединяться в дивакансии и другие комплексы [5]. Поэтому на температурной зависимости внутреннего трения появляется мощный низкотемпературный пик β (рис. 2), который обусловлен диффузионной переориентацией дивакансий в поле периодических напряжений. Об этом свидетельствует значение энергии активации пика β (0.68 eV),

совпадающее с энергией активации миграции дивакансий E_m^{2v} в меди ($E_m^{2v} = 0.67 \text{ eV}$ [10]). Дальнейшее воздействие на образец ионным пучком приводит к повышению концентрации дефектов структуры и объединению вакансий с образованием дислокационных петель, осаждению их на дислокациях, что проявляется в исчезновении пика β .

Таким образом, в настоящей работе показано, что высокотемпературный пик в меди обусловлен релаксационным перескоком вакансий в дефектном комплексе типа пары Френкеля. Данная модель высокотемпературного пика позволила оценить концентрацию неравновесных вакансий, возникающих в меди после однократного воздействия ионным пучком с поверхностной плотностью энергии $\varepsilon \sim 3.5 \text{ J/cm}^2$ ($C_v \sim 10^{-3}$), и величину внутренних напряжений ($\sigma \sim 500 \text{ МПа}$). Низкотемпературный пик внутреннего трения связан с переориентацией дивакансий в поле периодических напряжений.

Автор выражает благодарность А.Д.Погребняку и С.А.Чистякову за облечение образцов.

Список литературы

- [1] Шулов В.А., Ремнев Г.Е., Ночовная Н.А. и др. // Поверхность. 1993. № 5. С. 127–140.
- [2] Погребняк А.Д., Пирогов В.А., Логачев Е.И. и др. // Физика и химия обработанных материалов. 1987. № 6. С. 4–10.
- [3] Веригин А.А., Крючков Ю.Ю., Погребняк А.Д. и др. // Поверхность 1988. № 9. С. 106–111.
- [4] Внутреннее трение и дефекты в металлах: Сб. науч. тр. / Под ред. В.С.Постникова. М.: Металлургия, 1965. 420 с.
- [5] Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. М.: Мир, 1966. 292 с.
- [6] Белоногов В.К., Золотухин И.В., Иевлев В.М., Постников В.С. // Физика и химия обработанных материалов. 1968. № 5. С. 163–165.
- [7] Постников В.С. Внутреннее трение в металлах. М.: Металлургия, 1969. 330 с.
- [8] Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях: Справочник / Под ред. М.С.Блантера, Ю.В.Пигузова. М.: Металлургия, 1991. 248 с.
- [9] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М.: Атомиздат, 1975. 472 с.
- [10] Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М.: Мир, 1971. 368 с.
- [11] Мешков С.И. Вязкоупругие свойства металлов. М.: Металлургия, 1974. 192 с.

Институт прикладной физики АН Украины
Сумы

Поступило в Редакцию
19 января 1994 г.
В окончательной редакции
23 мая 1994 г.