

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ УВЕЛИЧЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ВЕТРОМ В МЕТАЛЛАХ

Ю.И.Бойко, Я.Е.Гегузин, Ю.И.Клинчук

Предложена идея опыта по обнаружению увлечения дислокаций электронным ветром в металлах. Идея экспериментально осуществлена и эффект обнаружен по данным об асимметрии площади контактных поверхностей на границе плоскость — сфера.

1. Из общих соображений, явившихся основой теоретической работы [1], (см. [2]), следует, что направленный поток электронов, рассеи-

вающихся на дислокациях, должен вызывать их перемещение, направление которого в изотропном приближении должно совпадать с направлением импульса, передаваемого электронами дислокациям. Сила ветра, увлекающая дислокацию, определяется соотношением: $F_{\Sigma} = b r_F J / e$, где b — вектор Бюргерса дислокации, r_F — фермиевский импульс, J — плотность тока, e — заряд электрона.

Эффект увлечения в принципе может наблюдаться по перемещению одиночной дислокации в отсутствие сил иного происхождения. В этом случае эффект должен быть пороговым по току, при этом пороговая плотность тока $j^* = e \sigma^* / r_F$, где σ^* — стартовое напряжение для движения дислокации. Эффект увлечения дислокаций в принципе можно наблюдать и по тому вкладу, который он вносит в макроскопическую пластическую деформацию, происходящую, например, под влиянием одноосных механических напряжений. В этом случае, электронный ветер действует на уже движущиеся дислокации и поэтому эффект увлечения перестает быть пороговым. В обычных условиях, когда различные дислокации пластически деформируемого тела движутся в разные стороны, интегральный эффект ветра будет практически нулевым, так как часть дислокаций испытывает ускоряющее действие ветра, а другая часть — тормозящее. Поэтому, для того, чтобы вклад электронного увлечения дислокаций стал наблюдаемым, опыт надо поставить так, чтобы группы дислокаций, движущихся в разных направлениях, были пространственно разделены и в пределах группы испытывали идентичное влияние ветра. Результаты ранее проводившихся опытов по влиянию электрического тока на пластичность деформируемых металлических кристаллов [3] не могли быть использованы для однозначного выделения собственно эффекта увлечения дислокаций электронами, в частности, в связи с тем, что использовавшаяся схема деформирования не удовлетворяла указанному условию.

2. Эксперименты по обнаружению электронного увлечения дислокаций мы проводили с образцами, составленными из двух плоскопараллельных пластинок меди, между которыми располагался монокристалльный шарик меди радиуса $R \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см. В таких опытах удовлетворялось сформулированное выше условие и в связи с малостью площади контакта шарик-плоскость (начальный радиус контактного круга $r_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$ см) легко достигались большие плотности постоянно-го электрического тока ($\sim 10^7$ А/см²).

Под влиянием прижимающих усилий в зоне контакта возникает пластическая деформация, при которой рождаются межузельные дислокационные петли, движущиеся в противоположных направлениях от контактов a и b в объем сферы [4] (рис. 1). Движение дислокаций в области a и b обуславливает перенос массы от полюсов и, следовательно, увеличение площади контактов сфера-плоскость. Направленный поток электронов в области контакта a способствует движению дислокаций и ускоряет развитие контактной площади, а в области контакта b — препятствует их движению и поэтому тормозит процесс роста площади этого контакта. Количественная мера вклада электронного ветра в дислокационный перенос массы может быть извлечена из факта асимметрии площади контактов a и b .

Эффект увлечения дислокаций электронами удобно характеризовать величиной

$$\Delta N_{\text{э}} = \frac{N_a - N_b}{2}, \quad (1)$$

где N_a и N_b — число дислокационных петель, принявших участие в переносе массы при формировании контактов a и b . При записи приведенного равенства учтено, что в стационарном режиме $N \sim v \sim F_{\perp}$, где v_{\perp} — скорость движения дислокаций, а $F_{\perp} = F_{\text{п}} \pm F_{\text{э}}$ — сила, действующая на нее. ($F_{\text{п}}$ — сила, обуславливающая пластическое течение, $F_{\text{э}}$ — сила электронного ветра). Так как, в соответствии с геометрией контакта сфера-площадь, при $r \ll R$ величина $r \approx (2hR)^{1/2}$ и $h = Nb$ (см. рис.1), то

$$\Delta N_{\text{э}} = \frac{r_a^2 - r_b^2}{4Rb}. \quad (2)$$

Величина $\Delta N_{\text{э}}$ может быть выражена и через тот предельный радиус r_{max} контактной площади, при котором плотность тока становится ниже пороговой: $\Delta N_{\text{э}} = r_{\text{max}}^2 / 2Rb$. Из условия постоянства тока I во всех сечениях шара следует: $r_{\text{max}}^2 = r_o^2 \left(\frac{\sigma}{\sigma^*} \right) = r_o^2 \left(\frac{PFJ}{e\sigma^*} \right)$, где σ — напряжение, обусловленное действием силы ветра. Очевидно:

$$\Delta N_{\text{э}} = \frac{r_o^2 PFJ}{2e\sigma^* Rb} = \frac{PFJ}{2\pi e\sigma^* Rb}. \quad (3)$$

Из уравнения (2) и (3) имеем¹⁾

$$\Delta = r_a^2 - r_b^2 = \frac{2PFJ}{\pi e\sigma^*}. \quad (4)$$

3. Параметры, характеризующие проводившиеся опыты, были следующими: $R \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см, $r_o \approx 5 \cdot 10^{-4}$ см, $I \approx 30$ А, длительность импульса тока $\tau_i \cdot 10^{-2}$ сек. Напряжение поджатия плоскостей к сфере, создаваемое весом пластины ≈ 8 г, лишь немногим превосходило предел упругости. В наших опытах была гарантирована возможность полной реализации эффекта еще в связи и со следующим. Во-первых, длительность импульса τ_i существенно превосходила длительность процесса движения дислокаций τ_{\perp} до формирования контактной площади радиуса r_{max} . Из оценки следует $\tau_i \approx 10^4 \tau_{\perp}$. Во-вторых, в условиях опыта дрейфовая скорость электронов $v_{\text{др}} \approx 10^3$ см/сек, что существенно больше скорости движения дислокаций $v_{\perp} \approx 10$ см/сек [5].

¹⁾ Заметим, что соотношение (4) легко следует и из очевидного условия стабилизации площадей a (S_a) и b (S_b):

$$\frac{F_n}{S_a} + \frac{PFJ}{eS_a} = \frac{F_n}{S_b} - \frac{PFJ}{eS_b} = \sigma^* \quad \text{при } \sigma^* \approx \frac{2F_n}{S_a + S_b}.$$

Величины r_a и r_b определялись с помощью оптического микроскопа после отделения пластин от сферы. Типичный вид контактных поверхностей a и b изображен на рис.2. На рис. 3 представлена зависимость величины Δ от I .

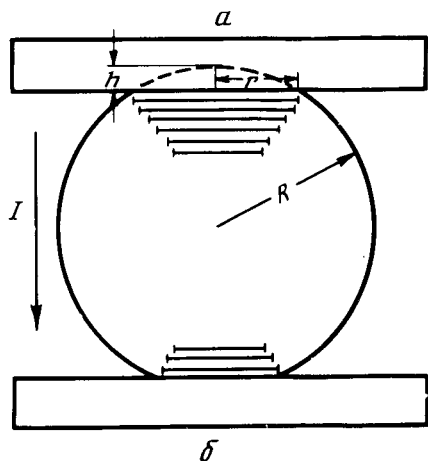


Рис.1. Схема, иллюстрирующая пластическую деформацию сферического образца

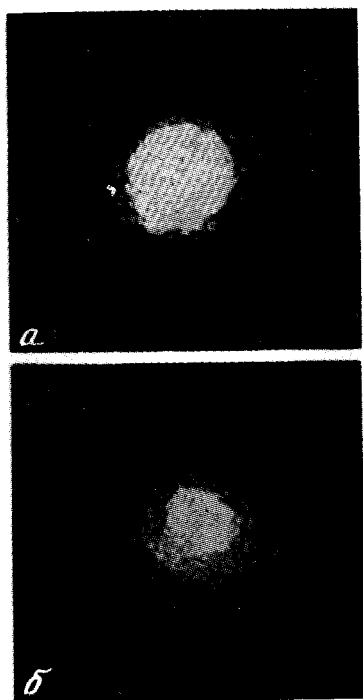


Рис.2. Типичный вид контактных поверхностей a и b . $I = 28$ А. $\times 250$

То обстоятельство, что при малых плотностях тока величина Δ с изменением тока практически равна нулю (рис.3), является естественным следствием того, что при этих токах контактные области были разогреты недостаточно для того, чтобы при применяемых нагрузках осуществлялась пластичность [6].

$$\Delta = (r_a^2 - r_b^2) \cdot 10^6, \text{ см}^2$$

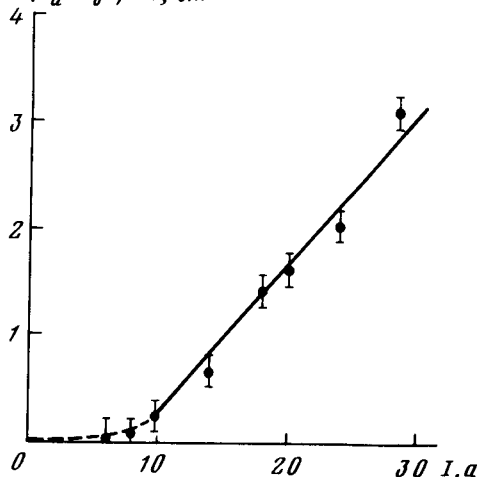


Рис.3. Зависимость величины $\Delta = r_a^2 - r_b^2$ от величины I пропускаемого тока

Начальный участок кривой $\Delta = \Delta(I)$, быть может, несет в себе информацию о влиянии тока не только на надбарьерное движение дислокаций, но и на иные процессы, в частности, на срыв с препятствий и, возможно, на размножение дислокаций.

По наклону прямолинейного участка зависимости $\Delta = \Delta(I)$ можно найти отношение $\frac{\sigma^*}{p_F} = \frac{2}{\pi e} \left(\frac{d\Delta}{dI} \right)^{-1} \approx 3 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Найденная величина соответствует разумным значениям $p_F \approx 10^{-19} \text{ г} \cdot \text{см}/\text{сек}$, $\sigma^* \approx 10^6 \div 10^7 \text{ дн}/\text{см}^2$ и совместно с полученной закономерностью $\Delta = \Delta(I)$ являются свидетельством в пользу правильности толкования наблюдаемого нами отличия величин контактных областей типа a и b как следствие увлечения дислокаций электронным ветром.

Выражаем искреннюю благодарность за обсуждение результатов работы В.Г.Кононенко и И.М.Лифшицу.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
22 мая 1979 г.

Литература

- [1] В.Я.Кравченко. ЖЭТФ, 51, 1676, 1966.
- [2] М.И.Каганов, В.Я.Кравченко, В.Д.Нацик. УФН, 111, 655, 1973.
- [3] О.А.Троицкий, Письма в ЖЭТФ, 10, 18, 1969; ФММ, 32, 408, 1971.
- [4] R.C.Morris. Acta Met., 23, 463, 1975.
- [5] A.Evans, R.Rawlings. Phys. Stat. Sol., 34, 9, 1969.
- [6] Р.Хольм. Электрические контакты. М., ИИЛ, 1961.