

УДК 539.374.5

© 1993

ЭЛЕКТРОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В ТОНКИХ ПЛАСТИНАХ АЛЮМИНИЯ

В. П. Лебедев, В. С. Крыловский

Показано, что в тонкой пластине алюминия возникает дополнительный прирост деформирующего напряжения в результате увеличения силы торможения дислокаций за счет взаимодействия с отраженными от внешней поверхности электронами. Величина этого прироста для моно- и поликристаллов алюминия разной чистоты изучена в зависимости от степени и температуры деформации, толщины пластины. Проведено сопоставление с моделями, учитывающими торможение дислокаций электронами проводимости металла.

По мере понижения температуры относительная доля электронного торможения дислокаций в металлах возрастает [1], а его вклад может быть выделен при переходе материала из нормального состояния в сверхпроводящее [2], в сильном магнитном поле [3] и др.

Еще одна возможность проявления тормозящего действия электронов на движущуюся дислокацию была предсказана в [4], а затем обнаружена при низкотемпературной деформации тонких пластин ($l/d \geq 1$) (l — длина свободного пробега электрона, d — толщина пластины) некоторых металлов [5, 6]. Дополнительное увеличение деформирующего напряжения тонких пластин свинца в нормальном состоянии и практически полное отсутствие в сверхпроводящем состоянии [5], а также убывание деформирующего напряжения алюминия при повышении напряженности продольного магнитного поля [6] свидетельствуют о возрастании силы торможения за счет взаимодействия дислокации с отраженными от внешней поверхности электронами проводимости.

При этом оказалось практически не исследованным и влияние на электронный размерный эффект при деформации металла таких факторов, как искажение кристалла собственными и примесными дефектами, температурой, вклад структурного упрочнения и роль толщины моно- и поликристаллических объектов.

С этой целью изучали моно- и поликристаллы алюминия чистотой 99.9999—99.5% и отношением электросопротивлений $R_{300\text{K}}/R_{4.2\text{K}} = 2.5 \cdot 10^4$ —30 в виде плоскопараллельных пластин разной толщины ($d = 0.065 \div 1.5$ мм) с уширениями под захваты разрывной машины. Приготовление образцов, их деформация со скоростью $2.5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ и измерение электросопротивления описаны ранее в [5, 6].

Для приведения удельного сопротивления тонкой пластины ρ_d к значению, соответствующему массивному материалу ρ ($d \rightarrow \infty$), использовали соотношение $\rho_d = \rho (1 + l/d)$ [7].

На рис. 1, а показаны кривые деформационного упрочнения монокристалла в координатах сдвиговое напряжение—сдвиговая деформация τ (γ), а поликристалла — нормальное напряжение—относительная деформация σ (ϵ). При одинаковых T , $\dot{\epsilon} = \text{const}$ и разных толщинах образцов алюминия (99.9999% и $R_{300\text{K}}/R_{4.2\text{K}} = 2.5 \cdot 10^4$) ход кривых τ (γ), σ (ϵ) существенно отличается.

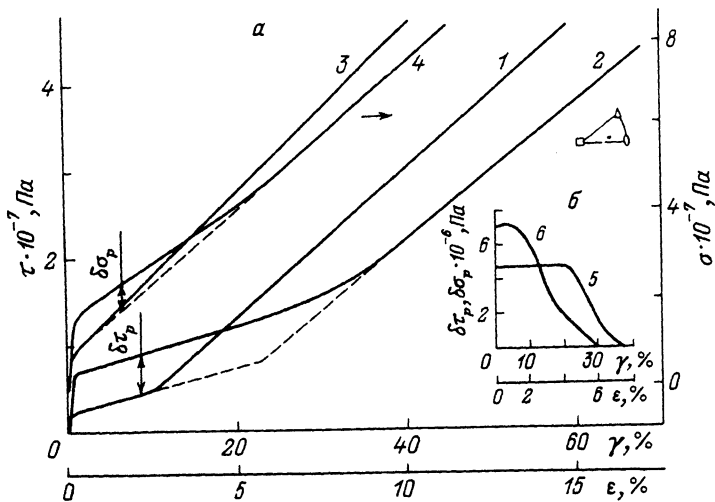


Рис. 1. Характер упрочнения моно- (1, 2) и поликристалла (3, 4) алюминия (99.9999 %) толщиной $d = 1.5$ (1), 0.17 (2), 1.2 (3), 0.17 (4) (а), а также дополнительный прирост деформирующего напряжения $\delta\tau_p$ (5), $\delta\sigma_p$ (6) в зависимости от γ , ϵ (б).

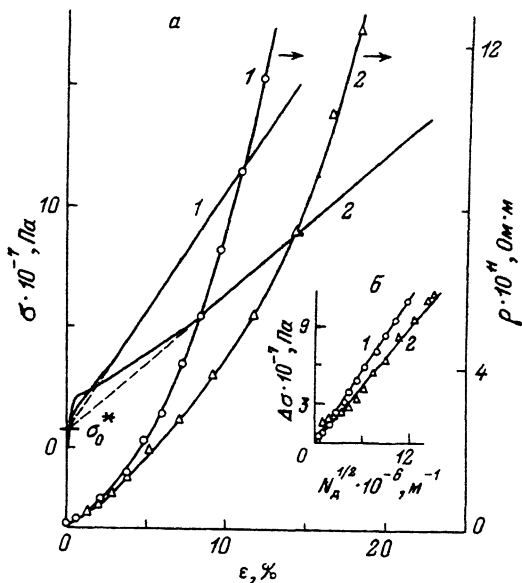
Различиями в характеристиках упрочнения массивной (1) и тонкой (2) монокристаллических пластин являются: более высокий предел текучести и уровень сдвигового напряжения на стадии легкого скольжения, большая протяженность легкого скольжения и низкое значение коэффициента деформационного упрочнения на II стадии у тонкого образца. У ГЦК монокристалла при $T = 300 \text{ К}$ с уменьшением толщины до $d \approx 0.1 \text{ мм}$ сдвиговое напряжение на легкой стадии является неизменным, а напряженность ее увеличивается [8]. Наблюдаемое при низких температурах превышение сдвигового напряжения обозначим через $\sigma_{p'}$.

У массивного поликристалла алюминия близкий к параболическому ($\sigma \sim \sim \epsilon^{1/2}$) участок $\sigma(\epsilon)$ сразу же за пределом текучести сменяется линейной зависимостью деформирующего напряжения от относительного удлинения ($\sigma \sim \epsilon$) [8]. У тонкого ($d = 0.17 \text{ мм}$) (4) поликристаллического образца характер зависимости $\sigma(\epsilon)$ при малых деформациях отличается от рассмотренного, а при средних и больших значениях также имеет место линейное упрочнение металла. Если произвести экстраполяцию линейного участка $\sigma(\epsilon)$ на $\epsilon = 0$ (штриховая линия), то при малых деформациях получим превышение уровня деформирующего напряжения на $\delta\sigma_p$. Такая экстраполяция позволяет с небольшой погрешностью найти и предел текучести σ_0^* , который имел бы место при отсутствии влияния размерного фактора ($\delta\sigma_p^0 = \sigma_0 - \sigma_0^*$ — возрастание деформирующего напряжения на пределе текучести).

Увеличение протяженности стадии легкого скольжения и снижение коэффициента деформационного упрочнения θ_{II} обычно связывают с малой длиной пробега дислокации в тонкой пластине, что приводит для большей их части к выходу из кристалла без задержки в объеме [8, 9]. Кроме того, приповерхностный слой имеет меньшую по сравнению с объемом концентрацию дефектов, что также способствует снижению как деформирующего напряжения, так и коэффициента деформационного упрочнения с уменьшением толщины кристалла [7].

Для выяснения вклада приповерхностного слоя в изменение деформационного упрочнения алюминия одновременно изучали ход $\sigma(\epsilon)$ и прирост остаточного удельного электросопротивления ρ от степени удлинения образцов разной

Рис. 2. Кривые $\sigma(\epsilon)$ и $\rho(\epsilon)$ поликристаллического алюминия (99,9999%) толщиной 0.69 (1) и 0.11 мм (2) (а). Изменение $\Delta\sigma = \sigma(\epsilon) - \sigma_0^*$ в зависимости от плотности дислокаций (б).



толщины (рис. 2, а). Являясь мерой интегральной плотности деформационных дефектов [10], прирост $\rho(\epsilon)$ тонкого образца по сравнению с массивным соответствует снижению интенсивности накопления точечных и линейных дефектов в процессе растяжения (в интервале $\epsilon = 5 \div 20\%$ различие составляет 30—50%). Поскольку одновременно у тонкой пластины уровень $\sigma(\epsilon)$ также ниже, то сопоставляли характеристики образцов с разным d , используя соотношение $\Delta\sigma = \sigma(\epsilon) - \sigma_0^* = \alpha G b \sqrt{N_d}$ [8]. Здесь

G — модуль сдвига, b — вектор Бюргера и $\alpha = 0.1 \div 1.0$. Плотность дислокаций вычисляли из $N_d = [\rho(\epsilon) - \rho_0] / 2\rho_d$ [11], где ρ_0 — удельное электросопротивление массивного металла в исходном состоянии, ρ_d — вклад единичной плотности дислокаций в сопротивление металла (для алюминия $\rho_d = 3.3 \cdot 10^{-25}$ Ом·м³). Тогда из рис. 2, б следует, что при едином механизме структурного упрочнения одна и та же плотность дислокаций в тонкой пластине создает меньший прирост σ по сравнению с массивным материалом. Это возможно, например, при ином распределении отдельных дефектов и их комплексов в тонком кристалле.

Таким образом, в тонкой пластине алюминия по сравнению с массивной в процессе деформации растяжением создаются более низкая плотность искажений кристаллической решетки и такое их распределение по объему, которое способствует снижению коэффициента упрочнения и общего уровня деформирующего напряжения. Поскольку структурные факторы не приводят к дополнительному упрочнению тонкого кристалла, то можно считать, что повышение деформирующего напряжения на $\delta\tau_p$, $\delta\sigma_p$ на начальной стадии пластического течения при $T = 4.2$ К происходит в результате возрастания силы торможения движущихся дислокаций за счет взаимодействия их с отраженными от поверхности кристалла электронами. В пользу этого свидетельствует также характер упрочнения тонких пластин алюминия в магнитном поле [6] и свинца в сверхпроводящем состоянии [5].

Рассмотрим влияние искажений кристаллической решетки, созданных деформацией, введением примеси и температурой, а также определяющего параметра — толщины пластины на отклонение в ходе кривых $\tau(\gamma)$, $\sigma(\epsilon)$ на начальном этапе деформирования тонкой пластины. Точечные, линейные дефекты и их комплексы, чужеродные атомы и тепловое возбуждение кристаллической решетки представляют различные типы рассеивателей энергии движущегося электрона [10] и с разной степенью интенсивности снижают его длину свободного пробега.

Согласно рис. 1, б, дополнительное упрочнение ($\delta\tau_p$, $\delta\sigma_p \neq 0$) образцов толщиной $d = 0.17$ мм проявляется до $\gamma \leq 40\%$ и $\epsilon \leq 6\%$ (с уменьшением d , ϵ возрастают), а зависимость $\delta\tau_p(\gamma)$, $\delta\sigma_p(\epsilon)$ — спадающая функция степени деформации с максимальными значениями 4.8 и 7.0 МПа соответственно для моно- и поликристалла. Если привести нормальное напряжение $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$

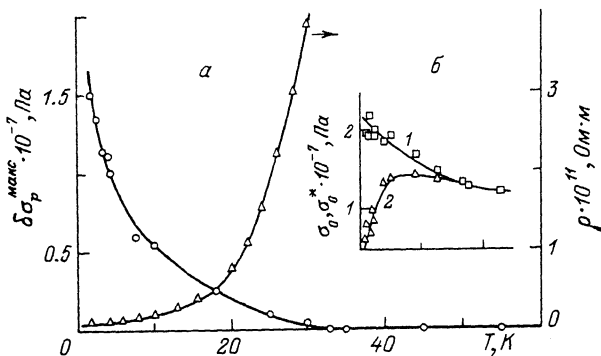


Рис. 3. Влияние температуры на величину $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$ и $\rho(\varepsilon=0)$ (а), а также $\sigma_0(1)$ и $\sigma_0^*(2)$ (б) поликристаллического алюминия (99.9999% и $d=0.1$ мм).

поликристалла к сдвиговому напряжению ($\tau \approx \sigma/3$ [8]), то видно более сильное проявление размерного фактора в тонкой монокристаллической пластине. Об этом же свидетельствует сопоставление величин $\delta\tau_p^{\text{макс}}/\tau_0$ ($d=1.5$ мм) ≈ 2.4 и $\delta\sigma_p^{\text{макс}}/\sigma_0$ ($d=1.5$ мм) ≈ 0.9 .

Независимость величины $\delta\tau_p$ (γ) от степени удлинения на стадии легкого скольжения до $\gamma=20\%$ и наличие максимума $\delta\sigma_p$ (ε) при $\varepsilon \approx 1\%$ (рис. 1, б), когда происходит снижение l за счет деформационных дефектов, возможно, связаны с возрастанием плотности подвижных дислокаций сразу же за пределом текучести, характер движения которых весьма чувствителен к диссипативным свойствам среды. При низкой плотности деформационных дефектов в начале пластического течения вклад этого процесса оказывается преимущественным, что и приводит к отсутствию снижения $\delta\tau_p$ и даже росту $\delta\sigma_p$.

Для оценки эффективности воздействия температуры на дополнительный прирост деформирующего напряжения за счет размера образца (рис. 3) использовали значение удельного электросопротивления недеформированного массивного высококачественного алюминия при разных T . Приведенная на рис. 3, а зависимость ρ ($T, \varepsilon=0$) позволяет сопоставить температурный интервал проявления добавочного упрочнения ($\delta\sigma_p \neq 0$) с изменением величины l (T).

Длина свободного пробега электрона может быть вычислена на основании соотношения $\rho l = A$ (для алюминия $A = 5.5 \cdot 10^{-16}$ Ом·м²) [12]. Для массивного алюминия чистотой 99.9999% в исходном состоянии $\rho_{4.2\text{ К}} = 1.1 \cdot 10^{-12}$ Ом·м, что соответствует средней длине свободного пробега электрона $l = 0.5$ мм. При повышении температуры до 20 К происходит снижение l в 10 раз, что приводит к практически полному исчезновению многократного отражения электронов от поверхности пластины (за исключением тонкого приповерхностного слоя) и, как следствие, к снижению $\delta\sigma_p$. Таким образом, сопоставление $\delta\sigma_p^{\text{макс}}(T)$ и $\rho(T)$ в интервале 4.2—20 К свидетельствует о корреляции процессов, определяющих их температурный ход.

Заметим, что зависимость предела текучести $\sigma_0(T)$ не обладает температурной аномалией, а в случае предела текучести $\sigma_0^*(T)$, полученного экстраполяцией, имеет место снижение деформирующего напряжения, так же как и для массивного объекта [2] (рис. 3, б). Различие $\delta\sigma_p^0(T) = \sigma_0(T) - \sigma_0^*(T)$, характеризующее температурную зависимость дополнительного упрочнения на пределе текучести, тоже убывает до нуля в интервале 1.5—30 К.

В области наиболее интенсивного проявления аномалии предела текучести ($T < 4.2\text{ К}$) величина $(\rho_{4.2\text{ К}} - \rho_{1.5\text{ К}})/\rho_{4.2\text{ К}} \approx 20\%$, а $d\sigma_p^0/dT$ достигает $3 \cdot 10^6$ Па·К⁻¹

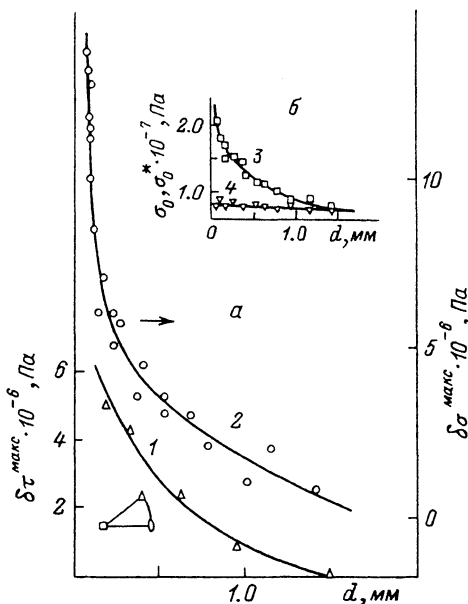


Рис. 4. Изменение $\delta\tau_p^{\max}$ (1), $\delta\sigma_p^{\max}$ (2) (а) и σ_0 (3), σ_0^* (4) (б) от d .

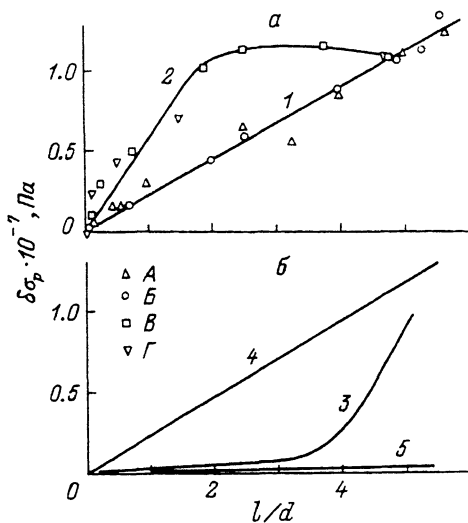


Рис. 5. Зависимость $\delta\sigma_p$ от величины параметра l/d .

а — эксперименты с изменением толщины образца (А), температуры испытания (Б) (1), степени деформации (В) и концентрации примесей (Г) (2); б — расчет в соответствии с инерционной [15] (3), термоинерционной [17] (4) и термофлуктуационной [16] (5) моделями.

вместо $(1 \div 0.2) \cdot 10^6$ Па·К⁻¹ при $T > 4.2$ К. Это обстоятельство, возможно, определяется высокой чувствительностью атермического механизма преодоления движущейся дислокации потенциального барьера к вязкости электронного газа.

Помимо искажений кристалла деформационными дефектами и тепловыми колебаниями атомы примеси тоже уменьшают длину свободного пробега электронов и влияют на проявление размерного фактора в металле. Введение (неконтролируемых по химическому составу) примесей приводит к уменьшению величины $\delta\sigma_p$, сокращению области проявления размерного фактора по деформации и практически не смещает положение максимума кривой $\delta\sigma_p(\epsilon)$. Концентрационная зависимость дополнительного упрочнения тонкой пластины в полулогарифмических координатах $\delta\sigma_p^{\max} - \ln R_{300\text{К}}/R_{4.2\text{К}}$ (для оценки количества примесей использовали $c \sim R_{300\text{К}}/R_{4.2\text{К}}$, где $R_{300\text{К}}$ и $R_{4.2\text{К}}$ — электросопротивления металла при 300 и 4.2 К) представляет собой прямую линию. Со снижением чистоты величина $\delta\sigma_p$ уменьшается так, что при $R_{300\text{К}}/R_{4.2\text{К}} < 5 \cdot 10^2$ $\delta\sigma_p = 0$ и толщина пластины не влияет на форму кривой $\sigma(\epsilon)$.

При низкой температуре и невысокой степени искажения кристаллической решетки структурными дефектами дополнительный прирост деформирующего напряжения определяется значением весьма важного параметра — толщиной пластины. Из зависимостей $\delta\tau_p^{\max}$, $\delta\sigma_p^{\max}(d)$ (рис. 4, а) следует, что влияние поверхности начинает проявляться с $d \leq 1.5$ мм; с уменьшением толщины пластины дополнительный прирост τ , σ нарастает пропорционально $1/d$, достигая при $d = 0.17$ мм $4.8 \cdot 10^6$ Па у монокристалла и при $d = 0.065$ мм $1.5 \cdot 10^7$ Па у поликристалла. В то время как предел текучести σ_0 поликристалла начиная с $d \leq 1.5$ мм также увеличивается пропорционально $1/d$, предел текучести σ_0^* , полученный линейной экстраполяцией участка кривой $\sigma(\epsilon)$ от средних и больших

степеней деформации к $\epsilon = 0$, остается практически неизменным (рис. 4, б). Такое поведение $\sigma_0^*(d)$ также указывает на малый вклад приповерхностного слоя в упрочнение и весьма сильное воздействие вязкости электронного газа на характер кривой $\sigma(\epsilon)$ алюминия.

Сравнение приведенных на рис. 1—4 для алюминия значений $\delta\tau_p$, $\delta\sigma_p$ с величиной скачка напряжения при циклической смене нормального и сверхпроводящего состояний ($\delta\tau_{нс}$, $\delta\sigma_{нс} \approx 10^5$ Па) [13], а также возрастание деформирующего напряжения в сильном H ($\delta\tau_H$, $\delta\sigma_H \approx 10^4 \div 10^5$ Па при индукции магнитного поля 3 Тл) [3] указывают на то, что при наличии размерного фактора имеет место в 10—100 раз больший прирост τ , σ . Кроме того, наблюдается разный характер изменения сравниваемых величин от степени совершенства кристаллической решетки: $\delta\tau_{нс}$, $\delta\sigma_{нс}$ обычно возрастают [2], а $\delta\tau_H$, $\delta\sigma_H$ [3] и $\delta\tau_p$, $\delta\sigma_p$ уменьшаются с увеличением концентрации примесей и деформационных дефектов.

Столь высокие значения $\delta\tau_p$, $\delta\sigma_p \approx 10^6 \div 10^7$ Па, наблюдающиеся для достаточно тонких ($d \approx 0.1$ мм) пластин высокочистого алюминия при низкотемпературной деформации ($T < 10$ К), могут быть связаны с наличием следующих благоприятных обстоятельств: во-первых, многократное возрастание абсолютной эффективной вязкости электронной системы (реальные значения $l/d \geq 1-5$), что не достигается при переходе в сверхпроводящее состояние даже при самых низких температурах; во-вторых, слабая ориентационная зависимость направления дислокационной линии относительно поверхности пластины ввиду того, что практически все электроны участвуют в отражении.

Используя данные рис. 1—4, возможно сопоставить изменение дополнительного прироста деформирующего напряжения за счет взаимодействия дислокаций с электронами, отраженными от внешней поверхности пластины, с параметром l/d , характеризующим эффективность такого процесса. Вычисление отношения l/d основывается на нахождении длины свободного пробега электрона из данных по измерению электросопротивления материала как функции степени деформации, чистоты и температуры испытания.

Для поликристаллического алюминия зависимость $\delta\sigma_p(l/d)$ (рис. 5, а) характеризуется тем, что при изменении d , T (l) связь между упрочнением является единой и линейной; в случае деформации и введения примесей (ϵ , c) (2) при $l/d \leq 2$ пропорциональность сохраняется, но угол наклона прямой больше, а в интервале $l/d = 2 \div 5$ величина дополнительного упрочнения остается практически неизменной.

В случае вариации d и T величина $\delta\sigma_p$ определяется при одинаковой дислокационной структуре исходного материала и поэтому более корректно отражает процесс электрон-дислокационного взаимодействия в тонкой пластине. При переменной концентрации деформационных и примесных дефектов изменяются плотность подвижных дислокаций и степень их закрепления, что сложным образом влияет на интенсивность рассматриваемого взаимодействия.

Для надбарьерно движущейся дислокации сила электронного торможения в тонкой пластине с $l/d \geq 1$ определяется, согласно [4], выражением

$$F_d^{эп} = F^{эп} (1 + \beta l/d),$$

где $F^{эп}$ соответствует кристаллу бесконечных размеров, а β — некоторая положительная константа. Разделив обе части соотношения на вектор Бюргерса b , получим $\delta\sigma_p = \sigma_d^{эп} - \sigma^{эп} = \sigma^{эп} \beta l/d$, что позволяет оценить вклад электронного торможения в общий уровень деформирующего напряжения массивного металла. Для $\beta = 1$ величина $\sigma^{эп}$ алюминия составит $2 \cdot 10^6$ Па (рис. 5, а), а это на порядок

больше величины скачка напряжения при смене нормального и сверхпроводящего состояний [13].

Столь существенное различие в оценках вклада электронного торможения в массивном материале, вероятнее всего, связано с тем, что перемещение дислокации в реальном кристалле происходит в два этапа — активированного преодоления препятствий и надбарьерного движения между ними.

Для оценки величины $\delta\sigma_p$ и изменения ее за счет параметра l/d используем теоретические модели, которые учитывают динамику дислокации как между, так и вблизи препятствий при переменной вязкости нормальных электронов [14–17]. Поскольку в массивном материале коэффициент динамического торможения B пропорционален концентрации носителей заряда [1], то при участии всех электронов в отражении от внешней поверхности тонкого кристалла определим эффективную вязкость среды через $B_d = B(1 + l/d)$.

Так как теории [14–17] построены для объяснения эффектов, связанных с уменьшением вязкости газа нормальных электронов, то необходимо оценить границы их применимости при уменьшении d .

Критерием использования этих моделей служит степень задемпфированности движения дислокации $BL = 2\pi b^2 (G\rho_n)^{1/2}$, где ρ_n — плотность вещества. Для алюминия $B = 2 \cdot 10^{-6}$ Па·с [2], и при длине дислокационного сегмента $L \approx 10^{-5}$ см, что наблюдали для $\epsilon \geq 1 \div 2\%$ (рис. 2, а), слабое торможение [14, 15] имеет место вплоть до $l/d \approx 10$. Условие сильного затухания [16] выполняется с уменьшением L и толщины кристалла. В случае термоинерционной модели [17] проявление инерционных свойств движущейся дислокации реализуется как в массивном, так и в тонком кристалле до $l/d \leq 10$.

При учете инерционных свойств дислокации [15]

$$\delta\sigma_p = \frac{2Gb\varphi_k}{L} (Y^{-1} - Y_d^{-1}).$$

После подстановки соотношения для B_d и $\varphi_k = 6 \cdot 10^{-3}$ (слабые препятствия) [15] получим нелинейное возрастание $\delta\sigma_p$ от параметра l/d (кривая 3, рис. 5, б). При $l/d = 5\delta\sigma_p = 8 \cdot 10^6$ Па, что несколько ниже экспериментальных значений (рис. 5, а).

Учитывая безактивационный характер движения дислокации при низких температурах и статистику распределения препятствий в кристалле, согласно термоинерционной модели [17], прирост деформирующего напряжения за счет размерного фактора определяем через $\delta\sigma_p = \sigma_k (\xi_d^{3/2} - \xi^{3/2})$. Используя выражения для ξ и σ_k из [17], а также $\alpha_k = \pi/6$, $S_0 \approx L^2$, $V_{зв} = 3 \cdot 10^5$ см/с и необходимые табличные данные, получим линейное возрастание $\delta\sigma_p$ с увеличением l/d и значение $\delta\sigma_p (l/d = 5) = 1.2 \cdot 10^7$ Па (кривая 4, рис. 5, б), что достаточно хорошо согласуется с ходом экспериментальной зависимости $\delta\sigma_p (l/d)$ и абсолютным значением дополнительного упрочнения (рис. 5, а).

В соответствии с термофлуктуационной моделью [16] при изменении частоты колебания дислокационного сегмента в среде с переменной вязкостью электронного газа ($\nu \sim 1/B$)

$$\delta\sigma_p = \frac{kT^*}{\nu} \ln \frac{\nu}{\nu_d} = \frac{kT^*}{\nu} \ln (1 + l/d).$$

Хотя при $T^* = 0.5\Theta [1 + (T/\Theta)^2]$ (характеристическая температура для алюминия $\Theta = 38$ К) [2] и активационном объеме деформации $\nu \approx b^2L \approx 10^{-20}$ см³ характер нарастания $\delta\sigma_p$ в зависимости от l/d близок к линейному, расчетные значения

$\delta\sigma_p$ (кривая 5, рис. 5, б) существенно отличаются от приведенных на рис. 5, а.

Таким образом, наиболее удовлетворительно ситуацию, связанную с торможением дислокаций при возрастании эффективной вязкости электронного газа в тонких ($l/d \geq 1$) пластинах алюминия при низких температурах, описывают модели пластического течения кристалла, учитывающие инерционные свойства дислокаций при взаимодействии с препятствиями.

Список литературы

- [1] Кравченко В. Я. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 3. С. 927—935.
- [2] Старцев В. И., Ильичев В. Я., Пустовалов В. В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М., 1975. 328 с.
- [3] Лебедев В. П., Крыловский В. С. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 5. С. 1285—1290.
- [4] Gumel L. N. // Sol. State Comm. 1984. V. 52. N 3. P. 315—320.
- [5] Лебедев В. П., Крыловский В. С. // ФММ. 1989. Т. 67. № 2. С. 396—397.
- [6] Лебедев В. П., Крыловский В. С. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 544—547.
- [7] Mughrabi H. // Phys. Stat. Sol. 1970. V. 39. N 1. P. 317—327.
- [8] Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов: Пер. с англ. М., 1972. 408 с.
- [9] Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов: Пер. с нем. М., 1969. 272 с.
- [10] Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., 1971. 470 с.
- [11] Хоткевич В. И., Лебедев В. П., Крыловский В. С., Филипс А. Х. // Металлофизика. 1981. Т. 3. № 6. С. 87—96.
- [12] Александров Б. Н. // Физика конденсированного состояния. Харьков, 1970. № 4. С. 52—101.
- [13] Kuramoto E., Iida F., Takeuchi S., Suzuki T. // J. Phys. Soc. Japan. 1975. V. 38. N 2. P. 431—434.
- [14] Granato A. V. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. N 10. P. 660—664.
- [15] Kostorz G. // J. Low Temp. Phys. 1973. V. 10. N 1/2. P. 167—189.
- [16] Нацик В. Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 6. С. 2540—2553.
- [17] Landau A. I. // Phys. Stat. Sol. (a). 1980. V. 61. N 2. P. 555—563.

Харьковский
государственный университет

Поступило в Редакцию
1 апреля 1992 г.