

УДК 539.4.01.015

© 1991

КИНЕТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ БЕЗДЕФКТНЫХ КАНАЛОВ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ОБЛУЧЕННЫХ И ЗАКАЛЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Г. А. Малыгин

Теоретически обсуждается механизм образования бездефектных каналов при пластической деформации облученных или закаленных металлических кристаллов. Анализ основан на решении нелинейного уравнения эволюции локальной плотности дислокаций в кристалле. Уравнение включает в себя процессы размножения, аннигиляции и диффузии дислокаций, а также заметания дислокациями призматических петель, образовавшихся в результате облучения или закалки кристалла. При анализе и решении уравнения найдены критические условия возникновения каналов, их объемная доля и распределение в кристалле, а также зависимость ширины каналов от плотности петель и дозы облучения. Теоретические результаты сопоставляются с имеющимися в литературе данными по бездефектным каналам в металлических кристаллах.

В результате интенсивного облучения быстрыми нейтронами с энергиями $E \geq 1$ мэВ или закалки с предплавиельных температур в металлических кристаллах образуется большое количество вакансионных и межузельных призматических петель и тетраэдров дефектов упаковки (при закалке). Пластическая деформация таких облученных или закаленных кристаллов имеет особенности, связанные не только с упрочняющим влиянием дефектов [1], но и с нестабильным характером протекания пластической деформации — возникновением скачков нагрузки на начальной стадии ab кривых упрочнения указанных кристаллов (рис. 1, а).

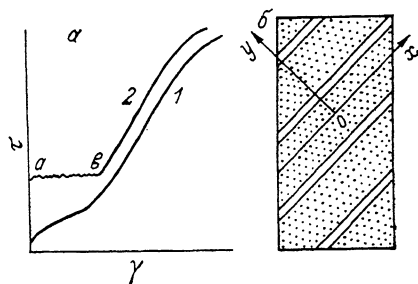


Рис. 1.

а кривые упрочнения $\tau(\gamma)$ отожженных (1) и облученных или закаленных (2) металлических кристаллов; б бездефектные каналы в деформированных после облучения или закалки кристаллах (схема).

Электронно-микроскопическое исследование деформированных после облучения монокристаллов меди [2, 3] и закаленных образцов алюминия [4] показало, что со скачками нагрузки связано образование в исходной дефектной структуре кристаллов большого числа бездефектных каналов шириной порядка 0.1—0.5 мкм (рис. 1, б). В настоящее время такие каналы обнаружены во многих облученных (Cu [5], Mo [6, 7], Nb [8], Ni [9, 10], Au [11]) и закаленных (Al [11], Au [12–14]) металлических кристаллах. Что касается механизма их формирования, то в литературе имеется лишь качественное обсуждение вопроса. Количественно проанализирован лишь один, но важный аспект проблемы, а именно механизм взаимодействия скользящих дислокаций с призматическими петлями, в результате которого дефекты заметаются дислокациями, образуя на них пороги и перегибы [14–17].

Другой не менее важной стороной вопроса, которой посвящена настоящая работа, является последующая после инкорпорации дефектов дислокациями эволюция дислокационного ансамбля в кристалле, приводящая к возникновению в нем бездефектных каналов. Большую роль в этой эволюции, как показывает опыт, играет способность дислокаций к поперечному скольжению, т. е. к их перемещению в поперечном к основной плоскости движения дислокаций направлении y (рис. 1, б). Так, в [18] установлено, что в облученном нейтронами сплаве $\text{Cu} - 8 \text{ ат. \% Al}$, имеющем низкую энергию дефектов упаковки, каналы не образуются, в то время как в меди они легко возникают.

Это обстоятельство, а также соответствие числа и ширины каналов числу и ширине линий скольжения на поверхности деформированных после облучения [5] или закалки [14] кристаллов указывают на то, что каналы являются областями интенсивного скольжения [19] и аннигиляции дислокаций, в результате которой исчезают как радиационные дефекты, так и дислокации. В этом смысле ситуация с бездефектными каналами аналогична той, которая имеет место при формировании бездислокационных каналов в предварительно деформированных при низкой температуре кристаллах молибдена [20, 21]. Как в том, так и в другом случае исходная перед деформацией плотность дислокаций ρ_0 (в случае молибдена Mo — в виде дислокационных диполей, а после облучения и закалки — в виде призматических петель) существенно превышает равновесную плотность дислокаций при температуре опыта. Оценка показывает, например, что при плотности петель $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и среднем их диаметре $2R_n = 10 \text{ нм}$ плотность дислокаций в закаленном или облученном кристалле составляет $\rho_0 \approx 2\pi R_n N_n \approx 3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Эта величина заметно больше характерных значений плотностей дислокаций на первой (10^8 см^{-2}) и второй (10^9 см^{-2}) стадиях упрочнения отожженных кристаллов.

Сказанное выше означает, что механизм образования бездефектных каналов в облученных или закаленных кристаллах, как и в случае бездислокационных каналов в молибдене [21], должен рассматриваться с кинетических позиций как закономерная эволюция дислокационного ансамбля в кристалле при заданных условиях его деформирования. Это рассмотрение и является целью настоящей работы.

1. Уравнение эволюции плотности дефектов

Как показывает опыт, бездефектные каналы формируются на первой стадии деформации, когда в облученном или закаленном кристалле действует одна система плоскостей скольжения. Уравнение эволюции плотности дислокаций ρ на этой стадии может быть записано в виде [22]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\xi - 1) \lambda_D v \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = n_0 v + (\delta_m - \delta_i - \delta_a \rho) v \rho, \quad (1)$$

где t — время, v — скорость дислокаций, λ_D и $\xi > 1$ — соответственно диффузионное расстояние и коэффициент размножения диффузионного потока при двойном поперечном скольжении дислокаций [23], δ_m и δ_i — коэффициенты размножения и иммобилизации дислокаций на препятствиях недеформационного происхождения, δ_a — коэффициент аннигиляции дислокаций. Уравнение (1) включает в себя член $n_0 v$, описывающий генерацию дислокаций из независимых дислокационных источников с плотностью n_0 типа источников Франка—Рида. Генерация дислокаций из этих источников играет роль на самой начальной стадии деформации, когда образуются первые линии скольжения. С учетом того, что $\partial \rho / \partial t = (\partial \rho / \partial \gamma) \dot{\gamma}$, где $\dot{\gamma} = b \rho v$ — скорость пластической деформации, b — вектор Бюргерса, уравнение (1) может быть записано в виде

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial \gamma} + (\xi - 1) \frac{\lambda_D}{b} \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = b^{-1} n_0 + (x_m - x_i - x_a \rho) \rho, \quad (2)$$

где $x_m - x_i = (\delta_m - \delta_i)/b$, $x_a = \delta_a/b$.

Взаимодействие скользящих дислокаций с радиационными и закалочными дефектами приводит к мобилизации и заметанию дефектов движущимися дислокациями [16]. Полагая, что плотность дислокаций $\rho = \delta_n \rho_n$, где δ_n — коэффициент заметания, а $\rho_n = 2\pi R_n N_n$ — текущая плотность дислокаций, заключенная в петлях, N_n — плотность петель, получаем, подставляя ρ в (1), уравнение эволюции плотности дислокаций ρ_n , связанной с петлями

$$\delta_n \rho_n \frac{\partial \rho_n}{\partial \gamma} + (\xi - 1) \frac{\lambda_D}{b} \frac{\partial^2 \rho_n}{\partial y^2} = \frac{n_0}{b \delta_n} + (x_m - x_i - \delta_n x_a \rho_n) \rho_n. \quad (3)$$

Для дальнейшего анализа уравнение (3) удобнее преобразовать к безразмерному виду. Вводя соответствующие переменные

$$\psi = \rho_n / \rho_0, \quad \Gamma = x_a \gamma, \quad Y = y / \Lambda_0, \quad \Lambda_0 = \left[\frac{3(\xi - 1)\lambda_D}{2b x_a \delta_n \rho_0} \right]^{1/2} \quad (4a)$$

и параметры

$$\psi_0 = \frac{3n_0}{b x_a \delta_n^2 \rho_0^2}, \quad \psi_m = \frac{3(x_i - x_m)}{2x_a \delta_n \rho_0} > 0, \quad (4b)$$

находим

$$3\psi \frac{\partial \psi}{\partial \Gamma} + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = \psi_0 - 2\psi_m \psi - 3\psi^2, \quad (5)$$

где $\rho_0 = 2\pi R_n N_n(0)$, $N_n(0)$ — однородная плотность петель в облученном или закаленном кристалле перед началом пластической деформации.

2. Бездефектные каналы

Из уравнения (5) следует, что однородное распределение петель в результате пластической деформации становится локально неустойчивым относительно флуктуаций плотности петель с размерами λ , меньшими некоторого критического размера λ_c . Величину λ_c можно найти стандартным методом, линеаризуя уравнение (5). В результате получим, учитывая обозначения (4),

$$\lambda < \lambda_c = \pi \frac{\Lambda_0}{\sqrt{3 + \psi_m}} \approx \Lambda_0 \sim \rho_0^{-1/2}, \quad \psi_m \ll 1. \quad (6)$$

Из-за нелинейного характера уравнения (5) переменные в нем не разделяются, поэтому ниже проанализируем лишь стационарные ($\partial \psi / \partial \Gamma = 0$) его решения при общем граничном условии однородности распределения петель в начале пластической деформации

$$\left. \frac{\partial N_n}{\partial y} \right|_{N_n = N_n(0)} = \left. \frac{\partial \rho_n}{\partial y} \right|_{\rho_n = \rho_0} = \left. \frac{\partial \psi}{\partial Y} \right|_{\psi = 1} = 0. \quad (7)$$

Принимая во внимание (7), находим, интегрируя (5) один раз,

$$\left(\frac{d\psi}{dY} \right)^2 = W(\psi) = (1 - \psi) [(1 + \psi_m - \psi_0) + (1 + \psi_m)\psi + \psi^2]. \quad (8)$$

Общим решением (8) является эллиптический интеграл первого рода

$$\delta^{-1} F(\theta, k) = \int_{\psi}^{\psi_n} \frac{d\psi}{\sqrt{W(\psi)}} = y / \Lambda_0. \quad (9)$$

Частные решения интеграла зависят от соотношения и величины бифуркационных параметров ψ_0 и ψ_m в уравнении (8), определяющих величину коэффициента δ и модуль k интеграла (9), а также величину и число корней ψ_n кубического уравнения $W(\psi)=0$,

$$\psi_1 = 1, \quad \psi_{2,3} = \frac{1}{2} [-(1 + \psi_m) \pm \sqrt{(1 - \psi_m)^2 + 4(\psi_0 - 1)}]. \quad (10)$$

Согласно (46), параметры ψ_0 и ψ_m зависят от исходной плотности петель $N_n(0) \sim \rho_0$ и коэффициентов n_0, x_m, x_i и x_a , определяющих эволюцию локальной плотности дислокаций в кристалле.

Из (10) следует, что при

$$\psi_0 < 1 - \frac{1}{4}(1 - \psi_m)^2 \quad (11)$$

уравнение $W(\psi)=0$ имеет один действительный корень $\psi_1=1$. Интеграл (9) описывает

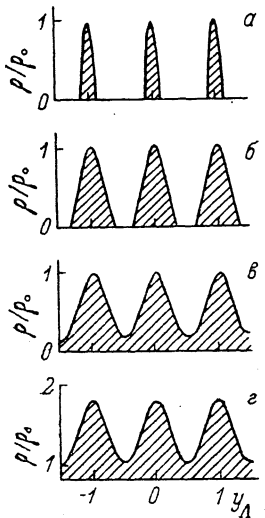


Рис. 2. Периодические дислокационные структуры согласно уравнению (8) при различных значениях параметров ψ_m и ψ_0 .

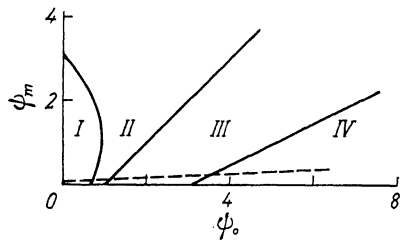


Рис. 3. Области параметров I—IV существования характерных дислокационных структур на рис. 2.

Кривые 1—3 построены в соответствии с условиями (11), (14) и (16).

в этом случае пространственно-периодическую аннигиляционную структуру

$$\frac{y}{\Lambda} = \frac{1}{4} \frac{F(\theta, k)}{F\left(\frac{\pi}{2}, k\right)}, \quad \Lambda = 4\delta^{-1} F\left(\frac{\pi}{2}, k\right) \Lambda_0 \quad (12a)$$

с периодом Λ и отношением ширины бездефектных каналов $\Delta\Lambda_a$ к периоду структуры, равным

$$\frac{\Delta\Lambda_a}{\Lambda} = 1 - \frac{1}{2} \frac{F(\theta_0, k)}{F\left(\frac{\pi}{2}, k\right)}, \quad (12б)$$

где

$$\cos \theta = \frac{\delta^2 - 1 + \psi}{\delta^2 + 1 - \psi}, \quad \cos \theta|_{\psi=0} = \cos \theta_0, \quad k^2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \frac{3 + \psi_m}{\delta^2}, \quad \delta^2 = \sqrt{3 + 2\psi_m - \psi_0}. \quad (12в)$$

На рис. 2, а приведены результаты расчета аннигиляционной структуры (12) при $\psi_0=0.5$ и $\psi_m=0$. Относительная доля бездефектных каналов $\Delta\Lambda_a/\Lambda$ в рассматриваемой структуре равна 0.69. Такие относительно широкие каналы с объемной долей $\Delta\Lambda_a/\Lambda > 0.5$ характерны для области параметров, обозначенных на рис. 3 римской цифрой I.

Вне области I уравнение $W(\psi)=0$ имеет три действительных корня. Характер дислокационной структуры зависит в этом случае от соотношения между корнями уравнения. Так, в случае $\psi_3 < \psi_2 < \psi_1$ имеем аннигиляционную структуру

$$\frac{y}{\Lambda} = \frac{1}{2} \frac{F(\theta, k)}{F\left(\frac{\pi}{2}, k\right)}, \quad \Lambda = \frac{4\Lambda_0}{\sqrt{1-\psi_3}} F\left(\frac{\pi}{2}, k\right), \quad (13a)$$

$$\sin \theta = \left(\frac{1-\psi}{1-\psi_2}\right)^{1/2}, \quad k = \left(\frac{1-\psi_2}{1-\psi_3}\right)^{1/2}. \quad (13b)$$

При выполнении условия

$$\psi_m > \psi_0 - 1 \quad (14)$$

оба корня ψ_2 и ψ_3 становятся отрицательными. На рис. 2, б приведена для иллюстрации соответствующая этому условию аннигиляционная структура ($\psi_0=0.9$, $\psi_m=0$). На бифуркационной диаграмме (рис. 3) условие (14) ограничивает справа область II параметров ψ_0 и ψ_m , в пределах которой доля бездефектных каналов в структуре (13)

$$\frac{\Delta\Lambda_a}{\Lambda} = 1 - \frac{F(\theta_0, k)}{F\left(\frac{\pi}{2}, k\right)}, \quad \sin \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\psi_2}} \quad (15)$$

составляет от 0 до 0.5.

При переходе в область III корень ψ_2 становится положительным ($\psi_3 < 0$). Величина этого корня не превосходит корня $\psi_1=1$, если

$$\psi_m > \frac{1}{2}(\psi_0 - 3). \quad (16)$$

Условие (16) ограничивает справа область параметров III на рис. 3. Аннигиляционные каналы в этой области не являются полностью бездефектными, а содержат внутри себя некоторую конечную плотность дислокаций $\rho_2 = \psi_2 \rho_0$ (рис. 2, в, $\psi_0=1.3$, $\psi_m=0$). При $\psi_2 = \psi_1 = 1$ плотность дислокаций в каналах становится равной исходной плотности дислокаций ρ_0 . Это означает, что при выполнении равенства (16) дефектная структура в кристалле оказывается устойчивой к процессу аннигиляции дислокаций.

В области IV корень $\psi_2 > \psi_1$. Интеграл (9) описывает в этом случае слоистую (ячеистую) дислокационную структуру

$$y/\Lambda = \frac{1}{2} \frac{F(\theta, k)}{F(\pi/2, k)}, \quad \Lambda = \frac{4\Lambda_0}{\sqrt{\psi_2 - \psi_3}} F(\pi/2, k). \quad (17a)$$

$$k \sin \theta = \left(\frac{\psi - 1}{\psi - \psi_3}\right)^{1/2}, \quad k = \left(\frac{\psi_2 - 1}{\psi_2 - \psi_3}\right)^{1/2}. \quad (17b)$$

Плотность дислокаций в стенках ячеек $\rho_2 = \psi_2 \rho_0$ превышает плотность дислокаций ρ_0 в объеме ячеек. Следовательно, в области IV размножение дислокаций доминирует над их аннигиляцией. В качестве примера на рис. 2, г приведена дислокационная структура ($\psi_0=6$, $\psi_m=0$), соответствующая выражениям (17).

3. Сравнение с экспериментом

При обработке электронно-микроскопических данных для ряда облученных (в том числе и электронами [9]) и закаленных металлов найдено, что между шириной бездефектных каналов $\Delta\Lambda_a$ и расстоянием между ними Λ существует приблизительно линейная зависимость (рис. 4). Согласно приведенным на рис. 4 результатам, при дозах облучения $10^{17} - 10^{19}$ нейтрон·см⁻² и плотностях петель $10^{15} - 10^{16}$ см⁻³ относительная доля каналов в структуре составляет около 10%. Такие относительно узкие каналы с малой объемной долей $\Delta\Lambda_a/\Lambda < 0.5$ характерны для области параметров II на рис. 3. При более высоких дозах доля каналов в структуре возрастает. Так, в кристаллах Мо при дозе $1.6 \cdot 10^{19}$ см⁻² найдено, что величина $\Delta\Lambda_a/\Lambda \approx 0.5$ [6, 7]. Такого порядка значения $\Delta\Lambda_a/\Lambda$ характерны для области параметров I на рис. 3. С другой стороны, в облу-

ченных нейтронами кристаллах Ni и Au обнаружено [10], что при снижении дозы облучения с 10^{18} до 10^{17} см⁻² дислокационная структура в деформированных после радиации образцах изменяется от каналированной к ячеистой. Формирование ячеистой структуры, согласно теории, имеет место в области параметров, обозначенной на рис. 3 римской цифрой IV.

Приведенные результаты находятся в согласии с рассматриваемым в работе кинетическим механизмом формирования бездефектных каналов. Действительно, согласно (46), величина параметров ψ_0 и ψ_m тем меньше, чем больше исходная после облучения или закалки плотность петель $N_{\pi}(0) \sim \rho_0$ в кристалле. Рис. 5 демонстрирует результаты обработки

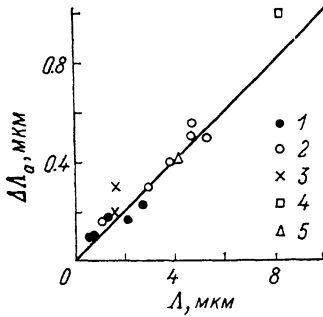


Рис. 4. Зависимость ширины бездефектных каналов $\Delta\Lambda_a$ от расстояния между ними Λ в различных облученных (1 — Cu [3, 5], 2 — Nb [8], 3 — Ni [9]) и закаленных (4 — Al [11], 5 — Au [12]) кристаллах.

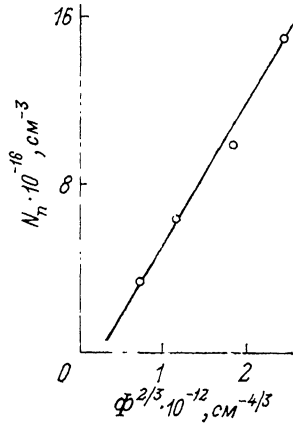


Рис. 5. Зависимость плотности петель в монокристаллах меди от дозы облучения [24].

данных [24], из которых следует, что в облученной нейтронами меди плотность петель увеличивается с дозой Φ в соответствии с законом $N_{\pi} \sim \Phi^{2/3}$. Следовательно, параметры ψ_0 и ψ_m с ростом дозы должны уменьшаться, соответственно, как $\psi_0 \sim \Phi^{-1/3}$ и $\psi_m \sim \Phi^{-2/3}$, если остальные величины в (46) не зависят от плотности петель и дозы облучения.

Есть основания, однако, предполагать, что часть петель в результате рекомбинации со скользящими дислокациями может образовывать источники типа Франка—Рида с объемной плотностью $n_0 = \beta_0 \rho_0^{3/2}$, где β_0 — коэффициент, определяющий долю и эффективность петель как источники дислокаций. Кроме того, скользящие дислокации при взаимодействии их с пересекающими плоскость скольжения петлями могут размножаться на петлях как на дислокациях леса. В этом случае в (46) коэффициент $x_i - x_m = (\beta_i - 1)x_m$, $x_m = \beta_f x_f \rho_0^{1/2}$, где $\beta_i = x_m/x_i$ — относительный коэффициент иммобилизаций дислокаций, x_f — коэффициент размножения дислокаций на дислокациях леса [25], β_f — соответствующий коэффициент эффективности. Принимая во внимание сказанное, находим, что

$$\psi_0 = \frac{3\beta_0}{b\alpha_a \delta_{\pi}^2} \rho_0^{-1/2} \sim \Phi^{-1/3}, \quad \psi_m = \frac{3(\beta_i - 1)}{2\alpha_a \delta_{\pi}} \beta_f x_f \rho_0^{-1/2} \sim \Phi^{-1/3}. \quad (18a)$$

Из выражения (18a) следует, что параметры ψ_0 и ψ_m с ростом дозы облучения уменьшаются пропорционально друг другу

$$\psi_m = A\psi_0, \quad A = \frac{(\beta_i - 1)\beta_f}{2\beta_0} \delta_{\pi}(bx_f). \quad (18b)$$

Считая, что $\beta_i=2$, $\beta_j/\beta_0=1$, $\delta_n=1$ и $b\chi_j=10^{-2}$ [25], имеем оценку $\psi_m \approx \approx 10^{-2}\psi_0$, из которой следует, что с увеличением дозы облучения траектория перемещения точки через области $|V-I|$ характерных дислокационных структур на рис. 3 должна быть близка к штриховой линии, что согласуется с приведенными выше экспериментальными данными.

Еще одно обстоятельство, которое находит объяснение в рамках рассматриваемой модели, — это зависимость ширины бездефектных каналов $\Delta\Lambda_a$ от дозы облучения. На рис. 6 приведена эта зависимость для монокристаллов меди, деформированных при комнатной температуре (обработка результатов [5]). Видно, что с ростом дозы облучения ширина каналов уменьшается в соответствии с законом $\Delta\Lambda_a \sim \Phi^{-1/3}$. С другой стороны, из выражений (4) и (13) и данных рис. 4 следует, что $\Delta\Lambda_a \sim \sim \Lambda \sim \Lambda_0$, а поскольку $\Lambda_0 \sim \rho^{-1/2} \sim N_n^{-1/2}$, то, учитывая приведенные на рис. 5 результаты, получаем в согласии с опытом, что $\Delta\Lambda_a \sim \Phi^{-1/3}$. Таким образом, с увеличением дозы облучения ширина бездефектных каналов уменьшается, а относительная их доля в дислокационной структуре возрастает.

В заключение заметим, что наблюдаемая на опыте зависимость плотности радиационных петель от дозы облучения $N_n \sim \Phi^{1/3}$ (рис. 5) естественным образом объясняет известную зависимость критического напряжения сдвига τ_0 от дозы облучения $\tau_0 \sim \Phi^{1/3}$ [1, 26]. Действительно, согласно оценкам [27], среднее расстояние между петлями в плоскости скольжения дислокаций равно $l \approx (2R_n N_n)^{-1/2}$. Соответствующее напряжение их преодоления составляет $\tau = \beta \mu b (2R_n N_n)^{1/2}$, где β — коэффициент порядка единицы. Следовательно, при $N_n \sim \Phi^{1/3}$ имеем $\tau_0 \sim \Phi^{1/3}$.

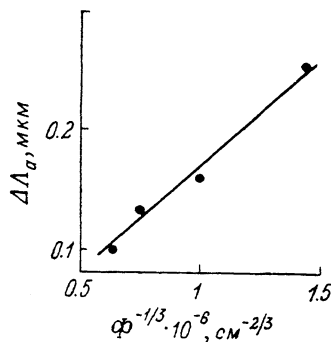


Рис. 6. Зависимость ширины бездефектных каналов в меди $\Delta\Lambda_a$ от дозы облучения [5].

Список литературы

- [1] Blewitt T. A., Coltmann R. R., Jamisson R. E. // J. Nucl. Mater. 1960. V. 2. N 4. P. 277—298.
- [2] Greenfield I. G., Wilsdorf H. G. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 4. P. 827—839.
- [3] Seeger A. // J. Phys. Soc. Jap. 1963. V. 18. Suppl. 1. P. 59—66.
- [4] Shin P. W., Meshii M. // J. Metals. 1963. V. 15. N 1. P. 80—84.
- [5] Sharp J. W. // Phil. Mag. 1967. V. 16. N 139. P. 77—96.
- [6] Mastel B., Kissingner H. E., Laicler J. J. et al. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 12. P. 3637—3638.
- [7] Hasson D. F., Huang Y., Pink E. et al. // Met. Trans. 1974. V. 5. N 2. P. 374—379.
- [8] Tucker R. P., Wechsler M. S., Ohr S. M. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 1. P. 400—408.
- [9] Saka H., Noda K., Matsumoto K. et al. // Phys. St. Sol. (a). 1975. V. 31. N 1. P. 139—148.
- [10] Okada A., Kanao K., Yoshii T. et al. // Trans. Jap. Inst. Metals. 1989. V. 30. N 4. P. 265—272.
- [11] Mori T., Meshii M. // Acta Met. 1969. V. 17. N 2. P. 167—175.
- [12] Vapna M. S., Mori T., Meshii M. // Phil. Mag. 1968. V. 17. N 145. P. 177—184.
- [13] Vapna M. S., Meshii M. // Met. Trans. 1972. V. 3. N 12. P. 3205—3211.
- [14] Vapna M. S., Meshii M. // Mater. Sci. Eng. 1974. V. 16. N 1/2. P. 181—191.
- [15] Saada G., Washburn J. // J. Phys. Soc. Jap. 1963. V. 18. Suppl. 1. P. 43—48.
- [16] Makin M. J. // Phil. Mag. 1964. V. 10. N 106. P. 695—711.
- [17] Foremann A. J., Sharp J. V. // Phil. Mag. 1969. V. 19. N 161. P. 931—937.
- [18] Brimhall J. L., Mastel B. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 9. N 3. P. 127—128.
- [19] Sharp L. V. // Radiation effects. 1972. V. 14. N 1. P. 71—75.
- [20] Luft A., Richter I., Schlaubitz K. et al. // Mater. Sci. Eng. 1975. V. 20. N 1. P. 113—122.
- [21] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 11. С. 3253—3258.

- [22] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1102—1107.
[23] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3174—3177.
[24] Makin M. J., Whapham A. D., Minter F. J. // Phil. Mag. 1962. V. 7. N 74. P. 285—299.
[25] Владимирова Г. В., Малыгин Г. А., Рывкина Д. Г. // ФММ. 1989. Т. 67. № 2. С. 380—388.
[26] Young F. W. // J. Phys. Soc. Jap. 1963. V. 18. Suppl. 1. P. 1—5.
[27] Foremann A. J. // Phil. Mag. 1968. V. 17. N 146. P. 353—364.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

Поступило в Редакцию
10 августа 1990 г.
