

ОСОБЕННОСТИ АТЕРМИЧЕСКОГО И ТЕРМОАКТИВИРОВАННОГО ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В КСІ ПРИ НИЗКИХ НАПРЯЖЕНИЯХ

Г. Н. Ермолаев, С. В. Хегай, С. И. Нуненко

Исследование движения индивидуальных дислокаций при импульсном нагружении кристаллов КСІ показало [1, 2], что на фронте нарастания импульса нагрузки оно является безактивационным даже при напряжениях $\tau \ll \tau_y$, где τ_y — напряжение предела текучести. При этом скорость дислокаций v является функцией только скорости нагружения $\dot{\epsilon}$ и не зависит от величины напряжения τ и температуры T . Это обстоятельство позволяет интерпретировать такое безактивационное движение дислокаций как атермическое. Длина пробега дислокаций l при атермическом движении зависит не только от τ и T , но и от скорости нагружения $\dot{\epsilon}$. Движение дислокаций на плато импульса является термоактивированным, при котором скорость дислокаций является функцией τ и T .

Целью настоящей работы являются исследования влияния различных форм импульса и способа введения в кристалл дислокаций на величину их пробега при атермическом движении на фронте импульса и изучение особенности термоактивированного движения дислокаций на плато импульса. Исследования проведены на тех же кристаллах КСІ с пределом текучести $\tau_y = 2.5$ МПа, что и в [1, 2]. Там же описаны режимы термообработки, методики предварительного приготовления образцов и проведения экспериментов [3].

Для проверки способа введения «свежих» дислокаций на величину атермического пробега дополнительно к [1, 2] проводили исследования на свежесколотой поверхности кристалла, в который при раскалывании самопроизвольно вводятся дислокационные петли различных размеров, а также после введения «свежих» дислокаций от царапины. Пробеги дислокаций, наблюдаемые на свежесколотой поверхности, достаточно точно соответствуют пробегам, наблюдаемым на отожженных и полированных образцах [2]. В следующей серии экспериментов «свежие» дислокации вводили путем нанесения царапины медной проволокой $\varnothing 0.1$ мм, после чего царапины сполировывали и разгоняли дислокации предварительными импульсами изгибающей нагрузки. Далее прикладывали заданный импульс четырехточечного изгиба и измеряли пробеги. При этом сдвигалось до 20 % свежевведенных дислокаций, а длины пробегов практически не отличались от результатов, полученных в [1, 2]. Таким образом, для отожженных образцов с плотностью дислокаций $\rho \sim 10^4$ см⁻² способ введения дислокаций в кристаллы не влияет на длину атермического пробега. Увеличение плотности дислокаций до $\geq 10^5$ см⁻² приводило к уменьшению наблюдаемого эффекта.

С целью проверки роли атмосфер точечных дефектов, возможно образующихся на движущихся дислокациях, были проведены эксперименты с многократным (3- и 4-кратным) нагружением одного и того же образца треугольным импульсом с промежуточным травлением дислокаций на ямки. Оказалось, что величина пробегов дислокаций l не зависела от количества предшествующих нагружений. При этом наблюдалось движение дислокаций как ранее двигавшихся, так и ранее неподвижных. В следующей серии экспериментов проводили опыты с «ломаным» импульсом, при котором в процессе эксперимента изменяли скорость нагружения $\dot{\epsilon}$, так что $\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2 \leq 10$. При этом наблюдается аддитивность суммарного пробега, причем отдельные вклады в итоговый пробег соответствуют пробегам, наблюдаемым в [2], при данных τ и $\dot{\epsilon}$ в момент изменения скорости нагружения. Таким образом, резкое изменение скорости нагружения не изменяет характера атермического движения дислокаций.

Проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что точечные дефекты не оказывают существенного влияния на торможение дислокаций при их атермическом движении в отожженных кристаллах под действием низких напряжений.

Рассмотрим термоактивированное движение дислокаций на плато импульса. На рис. 1 приведена зависимость скорости дислокаций v_p от на-

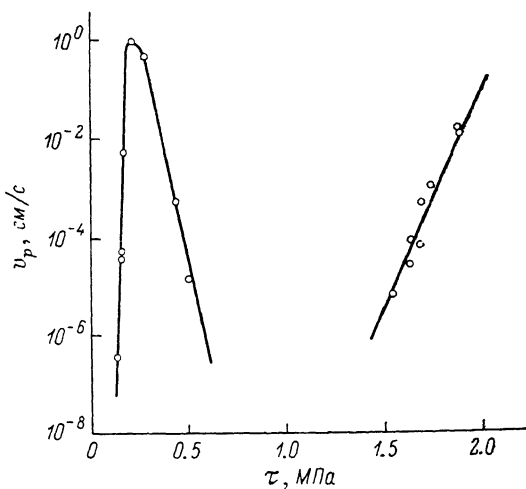


Рис. 1.

пряжения τ . При этом учитывались время t_p и пробеги l_p только на плато нагружающего импульса за вычетом атермической составляющей пробега l_p . Зависимость v_p от τ имеет явно выраженный максимум при напряжениях ~ 0.2 МПа, что соответствует области стартовых напряжений при атермическом движении дислокаций (рис. 1 [2]). При повышении нагрузки скорость термоактивированного движения резко падает, и при нагрузках $0.6-1.0$ МПа возможность ее достоверного определения весьма пробле-

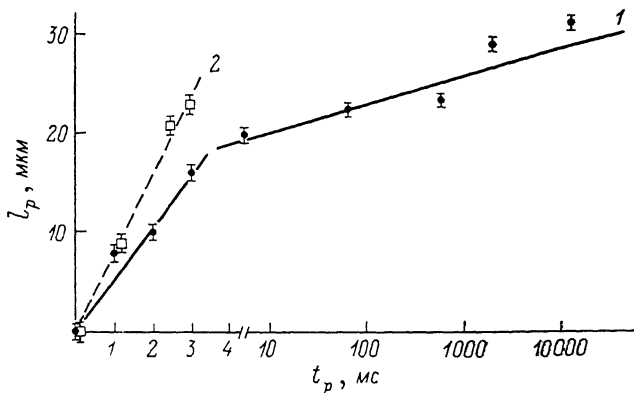


Рис. 2.

матична. При дальнейшем повышении нагрузки, начиная с ~ 1.5 МПа, вновь наблюдается рост скорости термоактивированного движения дислокаций.

Для обоих участков «нормальной» зависимости $v_p(\tau)$, т. е. в областях роста v_p с увеличением τ , были определены активационные объемы $\gamma = kT(\partial \ln v / \partial \tau)$ и показатели степени $n = \partial \ln v / \partial \ln \tau$. В области $0.15-0.20$ МПа $\gamma = 1 \cdot 10^4 b^3$, $n = 35$, а в области $1.5-2.0$ МПа $\gamma = 0.98 \cdot 10^3 b^3$, $n = 34$. Таким образом, при переходе к области более высоких напряжений

и сохраняется, а активационный объем уменьшается на порядок, что свидетельствует об изменении характера барьеров, тормозящих дислокации.

Зависимость длины l_p пробега дислокаций от времени t_p при $\tau=0.30 \pm \pm 0.02$ (1) и 0.22 ± 0.01 МПа (2) (рис. 2) носит линейный характер лишь при временах $t_p \leq 3.5$ мс. Увеличение t_p приводит к тому, что l_p становится линейно зависимой от $\ln t_p$. Этот результат также свидетельствует о смене механизма торможения дислокаций при $t_p \sim 3.5$ мс и дает основание предположить, что переход зависимости $l_p(t_p)$ от линейной по t_p к линейной от $\ln t_p$ вызван увеличением внутренних напряжений, например термоактивированной перестройкой барьеров под действием приложенного напряжения τ , что подтверждает вышеизложенное.

Таким образом, обнаружен пик скорости термоактивированного движения дислокаций при напряжениях 0.2 МПа. Наблюдаемые при этом скорости термоактивированного движения дислокаций на плато импульса $\sim 10^0 \div 10^{-1}$ см/с в данных кристаллах достигаются лишь при напряжениях τ более 2.0 МПа, т. е. вблизи напряжений предела текучести (рис. 1). Учитывая, что скорости термоактивированного движения дислокаций в данном диапазоне нагрузок ($\sim 0.2 \div 0.3$ МПа) являются аномально высокими и что точечные дефекты не оказывают существенного влияния на атермическое движение дислокаций, можно утверждать, что движение дислокаций на фронте нагружающего импульса в данной области напряжений является надбарьерным, а напряжение $\tau=0.2$ МПа — напряжение Пайерлса.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ермолаев Г. Н., Нивенко С. И., Урусовская А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 242—244.
- [2] Ермолаев Г. Н., Нивенко С. И., Урусовская А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 4. С. 244—278.
- [3] Ермолаев Г. Н., Нивенко С. И. // ПТЭ. 1985. № 1. С. 178—180.

Институт физики высоких давлений
им. Л. Ф. Верещагина АН СССР
Троицк
Московская область

Поступило в Редакцию
8 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
17 июля 1990 г.

СЛАБЫЙ ФЕРРИМАГНЕТИЗМ В ФЕРРИТАХ-ХРОМИТАХ НЕОДИМА

А. С. Москвин, Г. Г. Артемьев, А. М. Кадомцева, Т. М. Леднева,
М. М. Лукина, Т. Л. Овчинникова

Слабые ферримагнетики — системы с конкурирующим антисимметричным обменом — обладают целым комплексом интересных магнитных свойств, сочетая в себе и свойства слабых ферромагнетиков, и свойства ферримагнетиков.

Одним из наиболее ярких представителей слабых ферримагнетиков являются смешанные [ферриты-хромиты редких земель и иттрия типа $RFe_{1-x}Cr_xO_3$. В этих соединениях слабоферримагнитное упорядочение в d -подрешетке приводит к ряду аномалий в магнитной поляризации редкоземельной подрешетки. Особенности магнитного поведения R-подрешетки в слабых ферримагнетиках изучены более или менее детально только для феррита-хромита гадолиния [1]. Авторами работы [1] подчеркнута особая