

ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ БРОМИСТОГО КАЛИЯ МЕТОДОМ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ

В. Я. Платков, В. П. Ефименко и В. И. Старцев

С целью определения скоростных характеристик движения дислокаций в кристаллах КВг измерялся дефект модуля Юнга, возникший в результате предварительной пластической деформации, и его зависимость от напряжения, температуры и наличия примесей. Получена зависимость скорости дислокаций от напряжения. Показано, что в условиях измерения внутреннего трения скорость дислокаций не зависит от температуры и наличия примесей, а среди сил сопротивления движению дислокаций доминирующую роль играет сила натяжения вдоль линии дислокации.

С помощью измерения скорости движения методом внутреннего трения оценено время задержки дислокации у барьеров, возникающее при измерении скорости непосредственным наблюдением перемещения дислокаций.

Для выяснения природы сил, определяющих подвижность дислокаций в реальных кристаллах, необходимо знание скоростных зависимостей дислокаций, полученных при движении последних в различных физических ситуациях, каждая из которых реализуется при соответствующих условиях измерения. В [1] показана возможность получения скоростных характеристик дислокаций из измерения внутреннего трения.

В этом случае, если измерения производятся в амплитудно-независимой области, смещения дислокаций относительно невелики и вероятность того, что дислокация встретит препятствия в виде примеси или другой дислокации, мала, поэтому можно считать, что подавляющее число дислокаций, колеблющихся под действием внешних переменных сил, движется в достаточно совершенной кристаллической решетке.

В данной работе методом внутреннего трения изучалась зависимость скорости дислокаций от напряжения, температуры и наличия примесей с целью выяснения механизма, контролирующего подвижность дислокаций.

1. Образцы и методика эксперимента

Измерения проводились на монокристаллах КВг трех сортов, выращенных методом Киропулоса из сырья марки „ОСЧ для акустических монокристаллов“. При выращивании первого кристалла примесь не вводилась, при выращивании второго было введено 0.1 вес. % $MgBr_2$, а третьего — 0.1 вес. % $BaBr_2$. Пределы текучести кристаллов были 100, 180 и 600 г/мм² соответственно. Дефект модуля Юнга и декремент затухания измерялись резонансным методом двойного составного осциллятора на частоте 77.7 кгц [2]. Предварительная пластическая деформация осуществлялась сжатием вдоль оси осциллятора на релаксметре Регеля—Дубова. Плотность дислокаций определялась путем подсчета фигур травления.

Дефект модуля Юнга определялся из следующего соотношения

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2(l_1 - l_2)}{l_1} + \frac{2(f_1 - f_2)}{f_1},$$

где l — длина образца, f — резонансная частота (индексы 1 и 2 отвечают значениям до деформации и после деформации соответственно).

2. Результаты и их обсуждение

Для определения скорости движения дислокаций из опытов по внутреннему трению можно воспользоваться формулой, предложенной Бейм [1],

$$\bar{v} \approx 4f \left(\frac{\Delta E}{E} \right) \left(\frac{\varepsilon}{Nb} \right), \quad (1)$$

ε — амплитуда деформации, N — плотность дислокаций, b — вектор перса. Более точно уравнение имеет вид

$$\bar{v} = 4f \left(1 - \frac{\Delta E}{E} \right)^{-1} \left(\frac{\Delta E}{E} \right) \left(\frac{\varepsilon}{Nb} \right).$$

Однако так как $\frac{\Delta E}{E}$ всегда значительно меньше единицы, определение \bar{v} проводилось по формуле (1).

Напряжение сдвига τ в плоскости скольжения определяется амплитудой деформации как

$$\tau = \gamma \varepsilon M,$$

γ — фактор ориентации, M — модуль сдвига.

Для получения данных, необходимых при определении скорости дислокации в зависимости от напряжения и температуры, измерялись собственное значение модуля Юнга отожженного образца и его температурная зависимость. При фиксированных температурах 85, 273 и 373° К измерялась амплитудная зависимость модуля Юнга.

После деформирования образца на величину 2% такие измерения проводились снова. На рис. 1 показано температурное изменение резонансной частоты образца до и после деформации (модуль Юнга пропорционален квадрату собственной частоты образца). Видно, что дефект модуля не меняется с изменением температуры. Кроме того, опыты показали, что в кристаллах, выращенных как без введения примеси, так и с примесью Mg и Ba, дефект модуля Юнга после деформации был один и тот же. Дефект модуля Юнга, возникший в результате пластической деформации, составлял $\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_I = 1.9 \cdot 10^{-2}$. Эта величина хорошо воспроизводилась от образца к образцу. При переходе к большим амплитудам деформации незначительно увеличивался (зависящий от амплитуды дефект модуля $\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_H$ составлял для максимальной в наших опытах амплитуды $\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_I$). Среднее значение декремента при 0° С было до деформации $1.3 \cdot 10^{-4}$, после деформации — $4.9 \cdot 10^{-4}$. Плотность дислокаций отожженного образца составляла 10^4 , а после деформации — $2 \cdot 10^7$ см⁻². Поверхность образца, протравленная после деформации, была практически равномерно покрыта фигурами травления.

Рис. 1. Зависимость резонансной частоты образца от температуры. 1 — до деформации, 2 — после деформации.

1 — до деформации, 2 — после деформации.

На рис. 2 (кривая а) приведены зависимости средней скорости движения дислокаций от напряжения при температурах 85, 273 и 373° К, полученные из данных измерений по уравнению (1). Для сравнения на тот же график нанесена зависимость, полученная в [3] методом непосредственного измерения перемещения дислокаций по фигурам травления.

На рис. 2 (кривая а) приведены зависимости средней скорости движения дислокаций от напряжения при температурах 85, 273 и 373° К, полученные из данных измерений по уравнению (1). Для сравнения на тот же график нанесена зависимость, полученная в [3] методом непосредственного измерения перемещения дислокаций по фигурам травления.

Сравнение с аналогичными зависимостями, полученными непосредственным наблюдением смещения дислокаций [3-5], показывает принципиальное различие характера этих зависимостей.

а) В опытах по внутреннему трению скорость движения дислокаций не зависит от температуры и нечувствительна к наличию примесей. Скорость дислокаций, измеренная по смещению фигур травления под нагрузкой, резко зависит от температуры [3, 4] и наличия примесей [5, 6] (по крайней мере в области сильной чувствительности к напряжению). В [4] показано, что и в области слабой чувствительности от напряжения скорость дислокаций в KBr есть функция температуры.

б) Измеренная методом внутреннего трения скорость движения дислокаций реализуется при напряжениях, меньших в 10—100 раз, чем при измерении по смещению фигур травления.

в) Измеренная методом внутреннего трения скорость дислокаций имеет низкую чувствительность к напряжению, в то время как аналогичная зависимость, полученная методом непосредственного измерения перемещения дислокаций по фигурам травления (кривая б на рис. 2), показывает, что такая низкая чувствительность наблюдается только в области высоких напряжений.

Такое резкое различие результатов обусловлено различием физических условий, при которых наблюдается движение дислокаций в двух указанных выше случаях. При измерении скорости методом внутреннего трения дислокация проходила средние расстояния от долей до ~20 векторов Бюргерса. При смещении на такие малые расстояния и при столь низких приложенных напряжениях могут реализоваться механизмы, действие которых приводит к появлению небольших сил сопротивления: барьер Пайерлса, релаксационные механизмы торможения, преодоление самых слабых центров закрепления, натяжение вдоль линии дислокации. Релаксационные механизмы торможения вызывают появление так называемой демпфирующей силы Bv , где B — константа демпфирования, v — скорость движения дислокаций. Если бы демпфирующая сила играла доминирующую роль, то отношение $\frac{\tau b}{v}$ имело бы значение, близкое к величине константы демпфирования B . Величина $\frac{\tau b}{v}$ в наших опытах составляет $5.2 \cdot 10^{-1}$ дн · сек · см⁻².

Согласно теории Гранато—Люкке [7], в килогерцевой области частот амплитудно-независимое внутреннее трение и дефект модуля Юнга имеют следующий вид

$$\Delta_I = \frac{\Omega \Delta_0}{\pi^2 c} NL^4 B \omega,$$

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_I = \frac{6 \Omega \Delta_0}{\pi} NL^2,$$

где N — плотность дислокаций, $\Delta_0 = \frac{4(1-\nu)}{\pi^2}$ (ν — коэффициент Пуассона), $c = \frac{2Gb^2}{\pi(1-\nu)}$ (G — модуль сдвига вдоль направления скольжения), ω — частота колебаний, Ω — ориентационный множитель. Подставляя в эти выражения необходимые данные, получаем значение константы

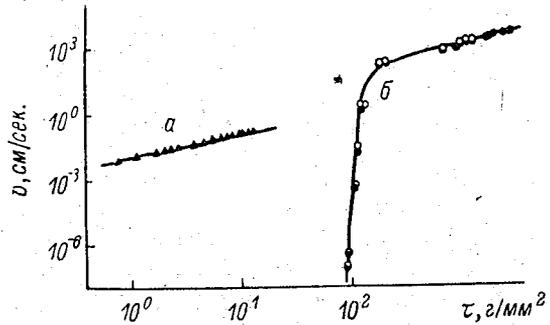


Рис. 2. Зависимость скорости движения дислокации от напряжения.

а — по измерениям внутреннего трения, б — по измерениям непосредственного перемещения дислокаций [3].

демпфирования и среднеэффективного расстояния между центрами закрепления

$$B = 1.7 \cdot 10^{-3} \text{ дн} \cdot \text{сек} \cdot \text{см}^{-2}, L = 1.7 \cdot 10^{-4} \text{ см.}$$

Существенное различие величины $\frac{\tau b}{\sigma}$ и константы демпфирования B показывает, что в этом случае демпфирующая сила вносит незначительный вклад в сумму сил сопротивления движению дислокаций.

Роль силы Пайерлса—Набарро можно выяснить следующим образом. Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, показывают, что скорость движения дислокаций, найденная из опытов внутреннего трения, в области 85—373°K не зависит от температуры. Отсюда следует, что сила сопротивления, обусловленная термически активируемыми механизмами (сила Пайерлса—Набарро), мала по сравнению с внешней силой. Так как в данных опытах минимальная внешняя сила, при которой изменение температуры не вызывало эффекта, была 1 г/мм², то можно сделать вывод, что сила Пайерлса—Набарро для кристаллов бромистого калия меньше 1 г/мм².

Таким образом, из сил сопротивления движению дислокаций остается сила, обусловленная натяжением вдоль линии дислокации. Считая, что расстояние между центрами закрепления $1.7 \cdot 10^{-4}$ (см), приближенная оценка этой силы по [3] дает для максимального смещения дислокации $10b$ значение $\tau = 2.25$ г/мм², для $5b$ — $\tau = 1.25$ г/мм². Значения внешней силы, вызывающей эти смещения, равны 16 и 8 г/мм² соответственно. Видно, что имеется совпадение этих сил по порядку величины. Это свидетельствует о том, что сила натяжения дислокации играет доминирующую роль среди сил сопротивления.

Кратко остановимся на константе демпфирования. В [9, 10] указывается на то, что среди известных релаксационных механизмов, обуславливающих появление демпфирующей силы, наибольшее значение имеет механизм фононной вязкости, который дает наибольшую величину константы B . Константу демпфирования для этого механизма можно подсчитать по формуле, приведенной в [11], где также даны значения величин для кристалла KBr, входящих в эту формулу. Подсчет дает значение B , равное $0.53 \cdot 10^{-3}$ дн · сек · см⁻² для $T = 300^\circ\text{K}$. Величина B определялась также в [4] из кривой \bar{v} от τ , полученной методом непосредственного наблюдения перемещения дислокаций. Она оказалась равной 0.24×10^{-3} дн · сек · см⁻². Оба эти значения хорошо согласуются со значением B , полученным в настоящей работе.

В случае определения зависимости V от τ путем непосредственного измерения перемещения дислокации (кривая б рис. 2) последняя находится в совсем иных условиях, чем в опытах внутреннего трения. Дислокация перемещается на большие расстояния — несколько микрон (в случае внутреннего трения — десятки ангстрем) и преодолевает на пути своего движения различные энергетические барьеры, связанные с локальными искажениями кристаллической решетки, которые в опытах по внутреннему трению из-за малости перемещений дислокаций на ее пути практически не встречаются. Наличие иных сил сопротивления движению приводит к иной зависимости \bar{V} от τ , а также к иному влиянию примесей и температуры на эту зависимость.

Сопоставление кривых рис. 2 позволяет сделать оценку нижнего предела отношения времени задержки дислокации у барьеров к времени движения между барьерами.

При измерении скорости методом непосредственного наблюдения смещения дислокации скорость может быть представлена выражением

$$\bar{v}_1 = \frac{l}{t_d + t_a},$$

где l — путь дислокации, t_d и t_a — время движения и время задержки.

При измерении внутреннего трения дислокация движется непрерывно со скоростью

$$\bar{v}_2 = \frac{l}{t_d}.$$

Экстраполяция кривой a рис. 2 в сторону больших напряжений дает возможность сравнить скорости, полученные разными методами при одном и том же напряжении. Такое сравнение позволяет сделать оценку нижнего предела отношения времени задержки дислокации у барьеров к времени движения, которое меняется от 10^7 при напряжении $\tau = 85 \text{ г/мм}^2$ до нуля при $\tau = 120 \text{ г/мм}^2$.

Если же сила натяжения вдоль линии дислокации не дает вклада в сумму сил сопротивления движению между барьерами, то отношение $\frac{t_3}{t_d}$ будет еще большим.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность В. Б. Парийскому за ценные дискуссии.

Литература

- [1] G. S. Backer. J. Appl. Phys., 33, 1730, 1962.
- [2] В. Я. Платков, В. И. Старцев. ФТТ, 8, 1994, 1966.
- [3] В. Б. Парийский, С. В. Лубенец, В. И. Старцев. ФТТ, 8, 1227, 1966.
- [4] В. Б. Парийский, А. И. Третьяк. ФТТ, 9, 2457, 1967.
- [5] W. G. Johnston. J. Appl. Phys., 33, 2050, 1962.
- [6] Э. Ю. Гутманас, Э. М. Надгорный, А. В. Степанов. ФТТ, 5, 1021, 1963.
- [7] A. Granato, K. Lücke, J. Appl. Phys., 27, 583, 1956 (перев.: Сб. „Ультразвуковые методы исследования дислокаций“. ИЛ, М., 1963).
- [8] А. Х. Коттрел. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. Металлургия, М., 1958.
- [9] W. Mason. J. Acoust. Soc. Amer., 32, 458, 1960 (перев.: Сб. „Ультразвуковые методы исследования дислокаций“. ИЛ, М., 1963).
- [10] O. M. Gracsek-Mitschell. J. Appl. Phys., 36, 2083, 1965.
- [11] W. Mason. J. Appl. Phys., 35, 2779, 1964.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
29 марта 1967 г.