

Особенности дислокационной динамики при импульсном нагружении кристаллов NaCl

© В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева

Институт кристаллографии Российской академии наук,
117333 Москва, Россия

E-mail: alshits@ns.crys.ras.ru

(Поступила в Редакцию 22 декабря 2000 г.

В окончательной редакции 14 февраля 2001 г.)

Показано, что средний пробег l свежевведенных дислокаций в кристаллах NaCl под действием треугольных импульсов нагрузки $\tau(t)$ зависит только от амплитуды импульсов τ_m и не чувствителен к скорости нарастания напряжения. Замена треугольных импульсов трапецеидальными с протяженностью плато $\tau = \text{const}$ до 60 min незначительно изменяет зависимость $l(\tau_m)$. Интерпретация полученных данных связана с представлением о квазистатической релаксации в неравновесной системе дислокаций, находящейся под совместным действием переменных во времени внешних напряжений $\tau(t)$, переменных в пространстве внутренних напряжений $\tau_i(x)$ и "сухого трения" τ_p , обусловленного закреплением (пиннингом) дислокаций точечными дефектами. В такой модели зависимость $l(\tau_m)$ должна выходить на насыщение при $\tau_m > 2\tau_p$, что действительно наблюдается в области $0.2\tau_y < \tau_m < 0.3\tau_y$ (τ_y — предел текучести), обеспечивая оценку напряжения пиннинга $\tau_p \approx 0.1\tau_y$. Предложенная модель дает серию экспериментально подтвержденных предсказаний, в том числе и рецепт "выключения" аномалий. Так, предварительная обработка образцов сериями импульсов или выдержкой в магнитном поле, переводящая систему свежих дислокаций в более равновесное исходное состояние, резко сокращает число подвижных дислокаций, квазистатически реагирующих на импульсную нагрузку. Показано, что обсуждаемые аномалии подвижности дислокаций должны наблюдаться лишь в достаточно чистых кристаллах, где $\tau_p \ll \tau_y$, и их не следует ожидать в примесных кристаллах, где $\tau_p \sim \tau_y$.

Обычно описание перемещения дислокаций в кристаллах под действием приложенного внешнего напряжения τ принято связывать с концепцией их средней скорости v . Экспериментальному и теоретическому изучению зависимости $v(\tau)$, а также исследованию влияния на нее температуры, типа и концентрации примеси, формы и высоты рельефа Пайерлса в различных кристаллах посвящены сотни работ и многочисленные научные конференции. Мы ограничимся здесь ссылкой на самую первую экспериментальную работу в этой области, выполненную четыре десятилетия назад Джонстоном и Гилманом [1] на индивидуальных дислокациях в кристаллах LiF. Эта работа до сих пор заслуженно считается классической, поскольку она вызвала огромный интерес к области изучения динамики дислокаций, продолжавшийся более двадцати лет.

На этом фоне малозамеченными оставались появлявшиеся время от времени экспериментальные свидетельства [2–6] более сложного поведения дислокаций, которое не могло быть описано простой концепцией средней скорости v , однозначно связанной с приложенным внешним напряжением τ . Например, в экспериментах [4] средний пробег дислокаций в кристаллах LiF под действием трапецеидальных импульсов напряжения с варьируемой длительностью плато постоянной нагрузки не зависел от этой длительности, поскольку набирался преимущественно на фронте нарастания импульса. Похожие данные были позднее получены также на кристаллах KCl [5] и NaCl [6].

Все это показывает, что формальная обработка экспериментальных данных по определению средней скорости v дислокаций (как отношения среднего пробега l к

длительности импульса напряжений) в отдельных случаях может приводить к недоразумениям. Даже если относиться к таким случаям как к аномалиям дислокационного поведения, следует понять природу этих аномалий. Поскольку до последнего времени полной ясности в этом вопросе не было достигнуто, цели настоящей работы состояли в следующем. Прежде всего необходимо было убедиться в реальном существовании указанных выше аномалий применительно к имевшимся в нашем распоряжении чистым кристаллам NaCl. Затем (после того, как они были действительно обнаружены) предстояло разобраться в их природе, свойствах, условиях возникновения и возможностях извлечения из соответствующих экспериментальных зависимостей физической информации о дефектной системе кристалла. Наконец, следовало ответить на главный вопрос: как соотносится наблюдаемая "специфичность" дислокационного отклика на импульсное нагружение кристалла с устоявшимися концепциями динамики дислокаций.

Существенным фактором, способствовавшим осуществлению целей настоящей работы, явилась имеющаяся в распоряжении авторов методика магнитостимулированного открепления дислокаций от точечных дефектов [7], которая обеспечивала новые возможности при выборе стратегии экспериментального исследования.

1. Методика экспериментов

В экспериментах использовались монокристаллы NaCl производства ЛОМО с пределом текучести $\tau_y \approx 0.5$ МПа и общей концентрацией примесей не более 10^{-3} wt.%.

Выколотые по плоскостям спайности образцы размером примерно $4 \times 4 \times 10$ mm подвергались длительному отжигу при 650°C с последующей химической полировкой. Перед экспериментом в образец легким ударом вводились свежие дислокации. Для выявления дислокаций использовался метод избирательного травления. Пробеги индивидуальных краевых дислокаций и локальная общая плотность дислокаций ρ измерялись с помощью оптического микроскопа. По гистограммам пробегов, нормированных на среднее локальное расстояние между дислокациями $1/\sqrt{\rho}$, вычислялся средний нормированный пробег $l\sqrt{\rho}$. Каждая гистограмма построена по 70–300 измерениям пробегов.

Нагружение образцов осуществлялось одноосным сжатием в специальной установке, позволяющей создавать механические импульсы с заданными параметрами [8]. В зависимости от условий эксперимента контроль за действующей на кристалл силой велся с помощью пьезоэлектрического или тензометрического датчика, расположенного непосредственно под образцом. Показания датчиков фиксировались либо запоминающим осциллографом, либо самописцем. Для экспериментов использовались импульсы с амплитудами $\tau_m = 0.015\text{--}0.35$ МПа, временами переднего фронта $t_r = 1\text{ ms}\text{--}20$ s, плато постоянной нагрузки $t_{f-t} = 0\text{--}60$ min и всегда постоянным временем заднего фронта $t_f = 1$ s.

2. Предварительные результаты экспериментов

В первой серии опытов исследовались перемещения дислокаций под действием треугольных импульсов напряжения с различными амплитудами τ_m и разными временами t_r фронта нарастания импульса. Результаты представлены на рис. 1. Как видно из этого рисунка, при использованных малых амплитудах $\tau_m < 0.3\tau_y$ средний пробег дислокаций l зависит только от амплитуды импульса, оставаясь практически нечувствительным к вариациям крутизны его фронта. Последнее обстоятельство иллюстрируется на вставке к рисунку: при фиксированной амплитуде τ_m изменение длительности t_r фронта нарастания импульса на несколько порядков не приводит к сколько-нибудь заметному влиянию на величину пробега l . Таким образом, в наших экспериментах на воспроизводится отмечавшаяся в [5,6] зависимость пробега дислокаций от скорости изменения напряжения.¹

Заметим, что и чувствительность пробега l к амплитуде импульса прослеживается лишь вплоть до не слишком высоких напряжений. Как видно из рис. 1, при $\tau_m > \tau_0 \approx 0.1$ МПа наблюдается насыщение пробегов на уровне $l \approx l_m \sim 1/\sqrt{\rho}$, по порядку величины

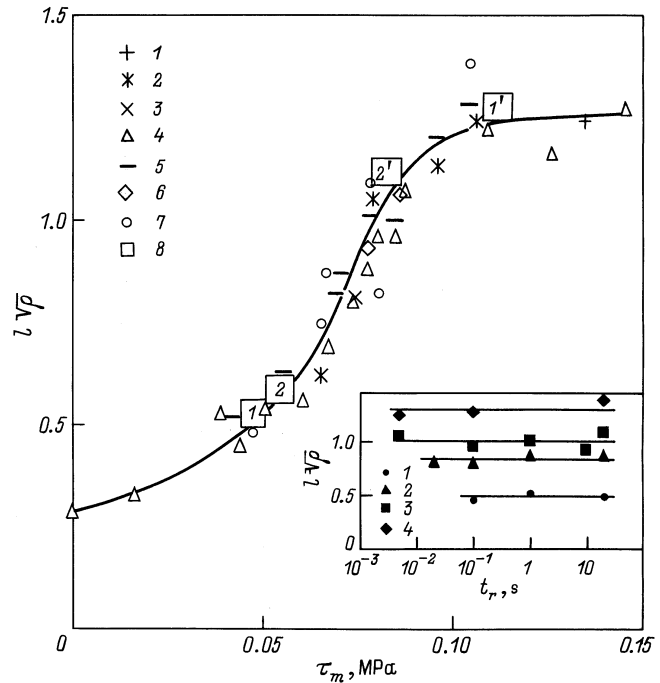


Рис. 1. Зависимость средней длины дислокационных пробегов l , отнесенной к среднему расстоянию между дислокациями $1/\sqrt{\rho}$, от амплитуды τ_m треугольного импульса для серии значений времени t_r нарастания импульса. $t_r = 1$ ms (1), 5 ms (2), 20 ms (3), 100 ms (4), 1 s (5), 10 s (6) и 20 s (7); точки 8 объяснены в тексте. На вставке — зависимость $l\sqrt{\rho}$ от времени t_r для серии амплитуд τ_m . $\tau_m = 0.04$ (1), 0.07 (2), 0.08 (3) и 0.11 МПа (4).

отвечающем среднему расстоянию между дислокациями. Причем при реальной плотности дислокаций в наших образцах $\rho \sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ величина пробега насыщения l_m оказывается весьма высокой, составляя $\sim 100 \mu\text{m}$. Относительно высоким является и фоновый пробег l_0 , определяемый в основном двумя факторами: методом наблюдения, приводящим к вытравливанию приповерхностных стопоров и последующей релаксации дислокационной структуры, а также технологией закрепления образцов в нагружающей установке.

Во второй серии опытов образцы нагружались трапециевидными импульсами разной амплитуды и с различными длительностями фронта нарастания и плато постоянной нагрузки. На рис. 2 представлены результаты нагружения образцов импульсами с длительностью плато постоянной нагрузки $t_{f-t} = 5$ min и вариациями времени фронта нарастания t_r от 5 ms до 1 s. Кривая зависимости среднего нормированного пробега $l\sqrt{\rho}$ от величины амплитуды нагрузки τ_m вновь в пределах ошибки эксперимента не зависит от крутизны фронта и мало отличается от кривой для треугольных импульсов, перенесенной с рис. 1 и показанной штриховой линией. Таким образом, мы можем констатировать, что при использованных нагрузках основной пробег набирается на фронте нарастания импульса и почти не увеличивается за 5 min действия постоянной нагрузки в полной аналогии с

¹ Впрочем, по устному сообщению автора [6], в опытах на кристаллах NaCl наклон восходящей части импульса $\tau(t)$ варьировался при постоянном времени t_r , т.е. увеличению $\dot{\tau}(t)$ соответствовал пропорциональный рост амплитуды τ_m . При таком уточнении (к сожалению, отсутствующем в тексте) никакого фактического противоречия между нашими данными нет.

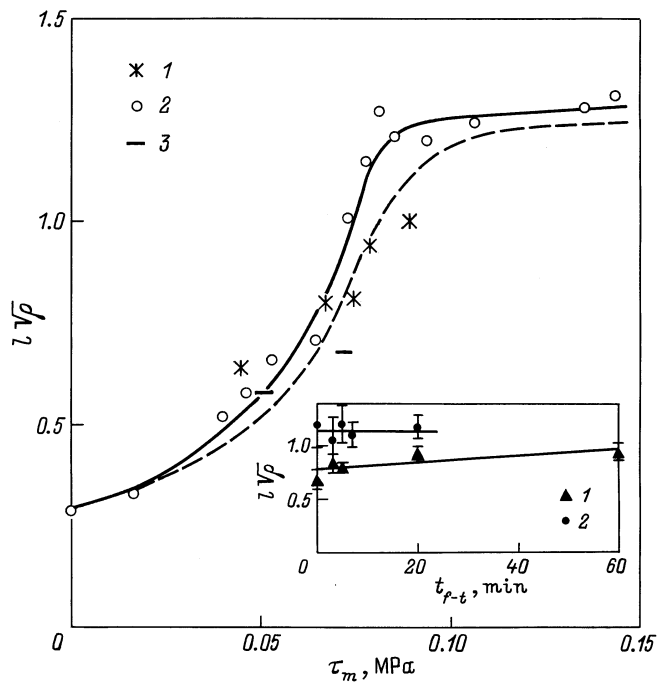


Рис. 2. Зависимость нормированного пробега $l\sqrt{\rho}$ дислокаций от амплитуды τ_m трапецеидального импульса длительностью 5 min для серии различных значений времени t_r нарастания импульса. $t_r = 5$ ms (1), 0.1 s (2) и 1 s (3). На вставке — зависимость $l\sqrt{\rho}$ от времени t_{p-t} плато импульса ($t_r = 0.1$ s) для амплитуд $\tau_m = 0.07$ (1) и 0.10 MPa (2).

результатами работы [4]. Даже при увеличении времени плоской вершины импульса до $t_{f-t} = 60$ min едва заметный небольшой рост пробега l практически не выходит за пределы экспериментальных погрешностей (см. врезку на рис. 2).

Рис. 3, *a* демонстрирует рост относительной плотности подвижных дислокаций ρ_m/ρ_0 (ρ_0 — плотность свежевведенных дислокаций) с увеличением амплитуды τ_m импульсов напряжения. Обращает на себя внимание то, что при достаточно высоких амплитудах τ_m в движении принимает участие свыше 90% свежевведенных дислокаций. При этом кривая для импульсов трапецеидальной формы нарастает несколько быстрее, чем соответствующая зависимость для треугольных импульсов. Фоновые значения ρ_m/ρ_0 при $\tau_m = 0$, составляющие примерно 15%, очевидно, определяются теми же процессами, что и фоновый пробег l_0 .

Отдельно изучалась подвижность дислокаций при нагружении образцов сериями одинаковых треугольных импульсов ($t_r = 0.1$ s) различных амплитуд τ_m . На рис. 4 показаны зависимости относительного пробега $l\sqrt{\rho}$ и относительной плотности подвижных дислокаций ρ_m/ρ_0 от числа n импульсов в серии. Как видно из этого рисунка, при достаточной величине амплитуды τ_m одиночный импульс обеспечивает тот же уровень среднего пробега l и плотности ρ_m , что и длинные серии таких же импульсов. С другой стороны, если использовать для нагружения серии импульсов с повышающейся (от им-

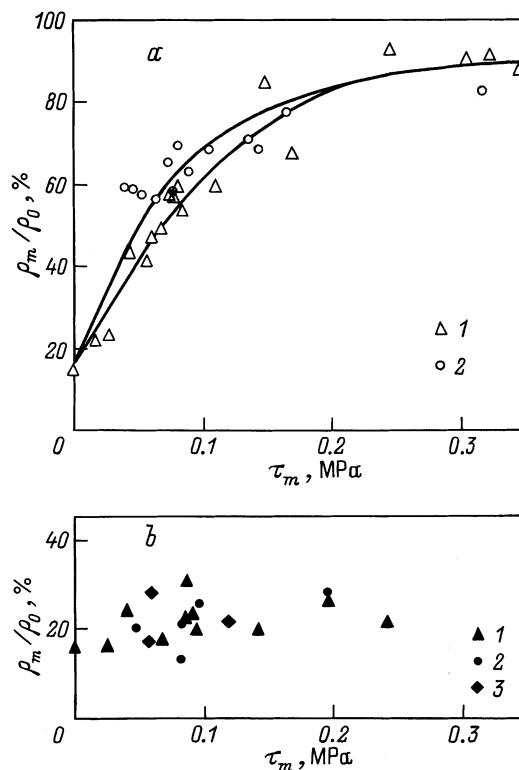


Рис. 3. Зависимость относительной плотности подвижных дислокаций ρ_m/ρ_0 от амплитуды τ_m импульса. *a* — для обычных образцов, *b* — для образцов, предварительно обработанных магнитным полем $B = 0.7$ T в течение 5 min (1, 2) или сериями из десяти импульсов с амплитудами 0.1–0.2 MPa (3). 1 (*a, b*), 3 (*b*) — треугольные импульсы, $t_r = 0.1$ s, 2 — трапецеидальные импульсы, $t_r = 0.1$ s, $t_{f-t} = 5$ (*a*) и 20 min (*b*).

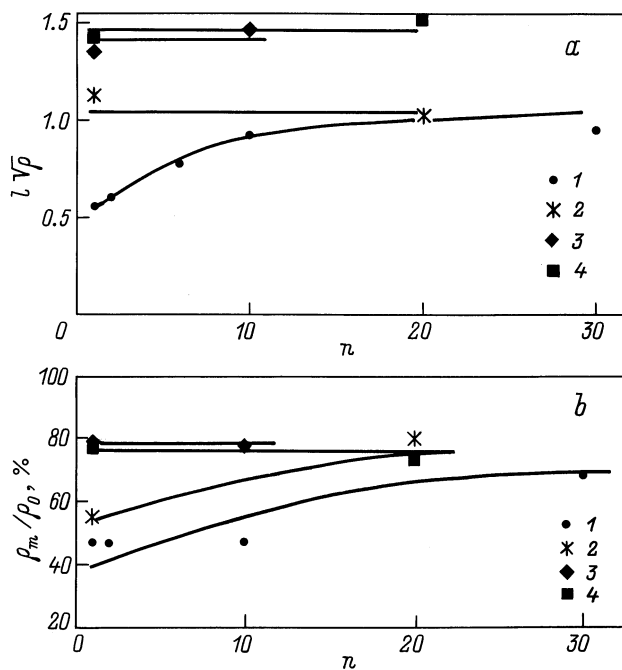


Рис. 4. Зависимость относительного пробега $l\sqrt{\rho}$ (*a*) и относительной плотности ρ_m/ρ_0 (*b*) подвижных дислокаций от числа импульсов в серии ($t_r = 0.1$ s) для амплитуд $\tau_m = 0.06$ (1), 0.10 (2), 0.16 (3) и 0.20 MPa (4).

пульса к импульсу) амплитудой, то естественно ожидать, что средний результирующий пробег дислокаций будет соответствовать максимальной амплитуде импульса в данной серии. На рис. 1 точки δ , отмеченные цифрами 1 и 2 (в квадратах), отвечают пробегам под действием двух последовательных импульсов с увеличивающейся амплитудой. Первый пробег зафиксирован путем промежуточного травления образца между первым и вторым импульсами. Оба пробега отсчитаны от начального положения и отложены против соответствующих амплитуд каждого из импульсов. А точки δ , отмеченные цифрами 1' и 2', отвечающие более длинным сериям, получены на основании измерений без промежуточного травления и отложены на рис. 1 против максимальных напряжений в каждой из серий. Тот факт, что все точки (1, 2, 1' и 2') хорошо укладываются на опорную кривую на рис. 1, является еще одним свидетельством чувствительности дислокационного пробега в наших кристаллах только к амплитуде, но не к временной структуре нагружающего напряжения.

3. Теоретическая модель

Таким образом, полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при использованных низких нагрузках движение дислокаций происходит почти исключительно за время нарастания импульса. Причем дислокационный пробег оказывается практически нечувствительным ни к продолжительности этого этапа, ни к полной длительности импульса, а зависит только от амплитуды напряжения τ_m . Такие черты движения характерны для релаксационных квазистатических перемещений объектов в потенциальном рельефе с сухим трением под действием переменной нагрузки. Движение объекта возможно, пока суммарная сила, приложенная к нему, превышает сухое трение, а его конечное положение на склоне после снятия нагрузки определяется из условия устойчивого равновесия объекта в момент приложения максимальной нагрузки.

Судя по наблюдаемому насыщению пробегов l на длинах l_m порядка среднего расстояния $1/\sqrt{\rho}$ между дислокациями (рис. 1, 2), в рассматриваемом случае речь идет о релаксации дислокационной структуры в подсистеме введенных перед экспериментом свежих дислокаций. На фронте нарастания импульса такие дислокации должны двигаться с "гор" потенциального рельефа, соответствующего полю дальнедействующих внутренних напряжений $\tau_i(x)$, связанных со всем дислокационным ансамблем. При этом в качестве сухого трения выступает сила закрепления (пиннинга) дислокаций точечными дефектами $f_p = b\tau_p$ (b — длина вектора Бюргерса), которая, как и всякая сила сухого трения, направлена в сторону, противоположную результирующей других действующих сил. Как видно из рис. 2, во всем интервале использованных внешних напряжений ($\tau_m < 0.3\tau_y$) термоактивационные процессы отрыва дислокаций от отдельных локальных стопоров не вносят заметного вклада

в средний пробег l . Иными словами, включение в модель силы сухого трения f_p , преодоление которой является необходимым условием для перемещения дислокации, представляется вполне обоснованным. Фактически предлагаемая модель лежит в рамках концепции, развивавшейся Предводителевым и его учениками [2,9,10]. Именно этой группой исследователей было впервые осуществлено компьютерное моделирование квазистатических перемещений дислокаций в случайном рельефе внутренних напряжений в кристалле под действием постоянного внешнего напряжения [10]. Мы лишь добавляем к использованной в [10] схеме переменное во времени внешнее напряжение.

Предполагается, что потенциальный рельеф $U(x)$, ответственный за обсуждаемые эффекты, образован полями прямолинейных дислокаций, ориентированных вдоль оси z и параллельных исследуемым подвижным дислокациям. Строго говоря, в процессе движения релаксирующих дислокаций форма потенциального рельефа $U(x)$ должна меняться во времени. Однако будем предполагать, что плотность свежесведенных дислокаций ρ_0 заметно меньше полной дислокационной плотности ρ , и в нулевом приближении (достаточном для предлагаемой качественной модели) пренебрегать перестройкой рельефа $U(x)$ в результате перемещения свежих дислокаций. Для простоты не будем рассматривать ситуации, когда на данный склон рельефа попадает несколько таких дислокаций, а единственная "пробная" прямолинейная дислокация, как известно, сама на себя не действует.

Рассмотрим прямолинейную краевую дислокацию, совпадающую с осью z декартовой системы координат, и создаваемое ей поле внутренних напряжений $\tau_i(x)$ в плоскости скольжения, параллельной координатной плоскости xz и отстоящей от последней на расстоянии $y_0 \equiv \alpha/\sqrt{\rho}$. В изотропном приближении сила взаимодействия (на единицу длины) такой дислокации с пробной дислокацией противоположного механического знака, находящейся в точке (x, y_0) , описывается известной формулой [11]

$$f_i = b\tau_i(x) = -AGb^2 \frac{x(x^2 - y_0^2)}{(x^2 + y_0^2)^2}, \quad A = 1/2\pi(1-\nu), \quad (1)$$

где G — модуль сдвига, а ν — коэффициент Пуассона кристалла. На рис. 5, а показан график зависимости (1) в безразмерных координатах $\tau_i(x)/AGb\sqrt{\rho} - x\sqrt{\rho}$ при $\alpha \equiv y_0\sqrt{\rho} = 0.25$, а также соответствующий потенциальный рельеф $U(x)$, определяемый уравнением $\tau_i(x) = -\partial U/\partial x$. Любопытным свойством этого рельефа является одинаковость максимального наклона всех четырех его склонов: $\tau_i^m = AGb/4y_0$. Естественно, наличие других случайно расположенных дислокаций исказит приведенную форму зависимостей $\tau_i(x)$ и $U(x)$. Рис. 5, б демонстрирует эти искажения для модельного случая, когда к одной дислокации леса присоединяется целая упорядоченная двумерная решетка дислокаций. В результате такого присоединения максимальная крутизна различных склонов рельефа перестает быть

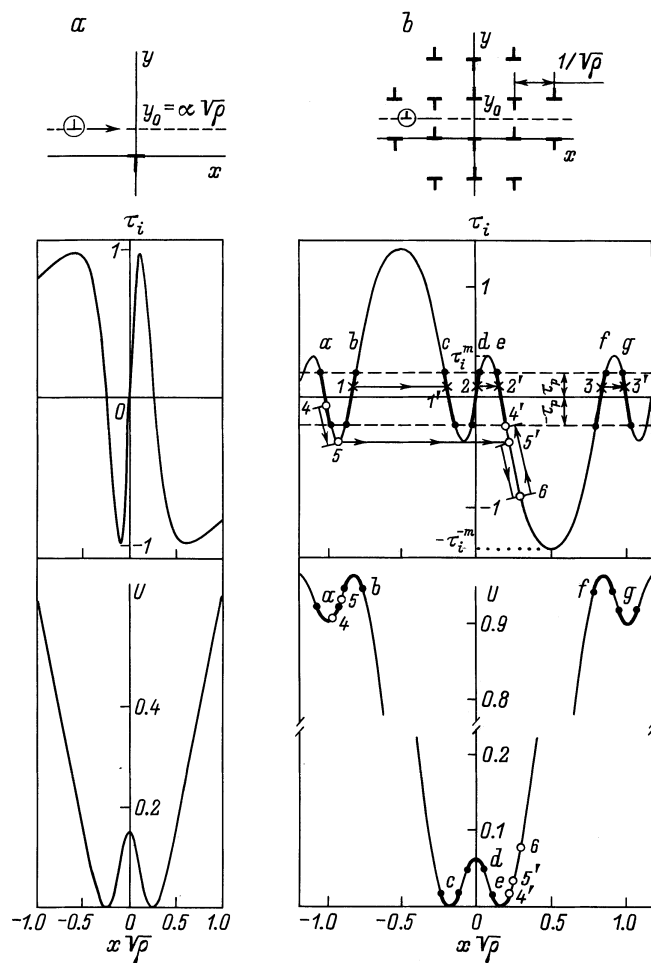


Рис. 5. Распределение внутренних напряжений $\tau_i(x)$ (в единицах $AGb\sqrt{\rho}$) и потенциальный рельеф $U(x)$ (в единицах AGb) в плоскости скольжения $y = y_0$, порожденные одиночной краевой дислокацией (a) и регулярной решеткой краевых дислокаций (b).

одинаковой, так что приходится различать две соответствующие амплитуды внутренних напряжений: τ_i^m и $\bar{\tau}_i^m$. Однако основной топологический мотив функции $U(x)$, имеющей форму двойной ямы с дополнительным пиком у дна, сохраняется. Просто такие ямы, присоединяясь друг к другу, оказываются разделенными двойными холмами, антисимметричными прилегающим ямам. По-видимому, подобный мотив является достаточно типовым элементом потенциального рельефа, создаваемого группами параллельных краевых дислокаций. Поэтому последующие полукачественные рассуждения мы проведем на примере рельефа, приведенного на рис. 5, b.

До приложения импульса напряжений свежевведенные дислокации хаотически располагаются на склонах потенциального рельефа в тех его местах, где "скатывающая сила" $f_i = b\tau_i(x)$ не превышает силу пиннинга $f_p = b\tau_p$. На рис. 5, b зоны (a-g), в которых допустимы стартовые позиции дислокаций, отмечены жирными участками на кривых. Рассмотрим влияние импульса внешних напря-

жений $\tau(t)$ на перемещение одной из этих дислокаций на данном участке рельефа. Для определенности будем предполагать, что сила $b\tau$, действующая на дислокацию, направлена слева направо. Очевидно, что при достаточно низких амплитудах $\tau_m < \tau_p$ импульс имеет шанс сдвинуть на данном склоне дислокацию только одного механического знака, которые он подталкивает вниз по рельефу, складываясь с $\tau_i(x)$. Впрочем, и такая дислокация застрахована от перемещения, если $\tau_m + \tau_i^{\max} < \tau_p$, где $\tau_i^{\max} = \max\{\tau_i(x)\}$ (применительно к обсуждаемому выше рельефу, показанному на рис. 5, b, последняя величина в зависимости от склона равна τ_i^m или $\bar{\tau}_i^m$). Однако, как увидим, более типичным для наших кристаллов является случай $\tau_p < \tau_i^{\max}$, когда никакого порога для движения не существует. В любом случае движение дислокации, находящейся в точке $x = x_0$, начнется в момент, когда $\tau(t) = \tau_p - \tau_i(x_0)$, и закончится, когда импульс достигнет максимума. При этом дислокация остановится в точке x_f , определяемой из условия равновесия $\tau_i(x_f) = \tau_p - \tau_m$. Существенно, что конечное положение дислокации x_f принципиально не зависит от временных характеристик импульса, определяясь только его амплитудой. Заметим, что начальное положение $x = x_0$ может принадлежать как выпуклой, так и вогнутой части рельефа $U(x)$, а конечное положение $x = x_f$ — только вогнутой части. Между точками, принадлежащими вогнутой части данного склона, движение дислокации является полностью квазистатическим, т. е. она в каждый момент времени и в каждой точке рельефа находится в условиях статического равновесия: $\tau(t) + \tau_i(x) = \tau_p$. Если же начальное положение дислокации x_0 принадлежит выпуклой части рельефа, то сначала она теряет устойчивость и "мгновенно" "сваливается" в эквивалентную равновесную позицию на вогнутой части склона (переходы типа $1 \rightarrow 1'$, $2 \rightarrow 2'$, $3 \rightarrow 3'$ на рис. 5, b), а затем движется квазистатически до конечной точки x_f . Заметим попутно, что именно подобные процессы потери устойчивости дислокаций могут быть ответственными за высокий уровень фоновых пробегов l_0 .

Обсуждавшийся выше режим движения должен продолжаться и после достижения амплитудой τ_m уровня напряжения пиннинга τ_p , когда дислокации квазистатически переходят через соответствующие минимумы потенциального рельефа. С дальнейшим повышением напряжения τ_m вплоть до величины $2\tau_p$ дислокации поднимаются вверх по рельефу, оставаясь на месте после выключения импульса, поскольку из условия баланса сил $\tau_m + \tau_i(x_f) = \tau_p$ в каждой из таких конечных точек x_f при $\tau_m < 2\tau_p$ "скатывающая сила" рельефа не превышает напряжения пиннинга. Рассматриваемый резерв роста пробегов оказывается исчерпанным у правых концов зон a, c, e и g, где $\tau_i = -\tau_p$ (рис. 5, b). Дальнейшее увеличение амплитуды импульса в диапазоне $2\tau_p < \tau_m < \tau_p + \tau_i^m$ будет лишь частично поднимать дислокации в "гору" на фронте импульса с последующим "откатом" их обратно при спаде напряжений. Кстати, проверочные опыты с промежуточным

травлением образца на плато трапецеидального импульса (т.е. прямо в установке под нагрузкой) показывают, что такие возвратные движения при разгрузке образца являются достаточно типичными. По-видимому, именно так возникает насыщение пробегов, наблюдаемое на рис. 1 и 2 на уровне $l_m \sim 1/\sqrt{\rho}$, начиная с напряжений $\tau_m = 2\tau_p \approx 0.1$ МПа. Таким образом, предлагаемая модель не только вполне успешно описывает специфические особенности поведения дислокаций в условиях наших экспериментов, но и позволяет получить такую важную физическую характеристику дислокационной системы кристалла, как напряжение пиннинга

$$\tau_p \approx 0.05 \text{ МПа.} \quad (2)$$

Заметим, что с повышением напряжения τ_m происходит постепенная активизация все новых участков зон, которым принадлежат начальные положения дислокаций, и соответствующее монотонное возрастание плотности подвижных дислокаций. Характерно, что при этом новые участки зон отвечают все возрастающим пробегам. Так, при переходе амплитуды τ_m через уровень напряжения пиннинга τ_p в движение вовлекаются дислокации на восходящих участках склонов рельефа $U(x)$ в зонах b , d и f , обеспечивающие межзонные переходы $b \rightarrow c$, $d \rightarrow e$, $f \rightarrow g$ и самые большие пробеги. Возможно, именно эти переходы ответственны за достижение максимального наклона кривой $l(\tau_m)$ в интервале $\tau_p < \tau_m < 2\tau_p$ (рис. 1). Если предположить, что начальное положение x_0 равновероятно распределено по всем разрешенным зонам, то при $\tau_m = \tau_p$ примерно половина свежесведенных дислокаций становятся подвижными, а при $\tau_m = 2\tau_p$ все 100% таких дислокаций должны быть вовлечены в движение. Несмотря на грубость модели, нельзя не признать, что экспериментальные данные (рис. 3, *a*) вполне удовлетворительно вписываются в эту картину.

В заключение этого раздела уместно обсудить причину и физический смысл нормирования среднего пробега l дислокаций на локальное среднее расстояние между дислокациями $1/\sqrt{\rho}$, всюду используемого нами при обработке экспериментальных данных. По существу, параметр $1/\sqrt{\rho}$ задает характерный масштаб длины в потенциальном рельефе $U(x)$ на локальных участках кристалла, а одновременно и масштаб измеряемых там релаксационных пробегов дислокаций. Именно поэтому переход к нормированному пробегу $l\sqrt{\rho}$ существенно уменьшает разброс экспериментальных точек на рисунках типа рис. 1, 2, что первоначально было замечено нами чисто эмпирически.

4. Некоторые предсказания и их экспериментальная проверка

Первое следствие предлагаемой модели, допускающее экспериментальную проверку, имеет общий характер и связано с самим принципом интерпретации полученных результатов в терминах релаксации дислокационной

структуры. Если это принципиальное предположение верно, то любая предварительная обработка образцов, обеспечивающая перевод дислокационной системы в более равновесное состояние, должна заметно уменьшать количество дислокаций, реагирующих на последующую импульсную нагрузку. При экспериментальной проверке этого предсказания в качестве такой предварительной обработки кристаллов использовались серии из десяти треугольных механических импульсов с амплитудами $\tau_m = 0.1-0.2$ МПа и длительностью фронта нарастания $t_r = 0.1$ с, а также (в качестве альтернативы) выдержка образцов в постоянном магнитном поле $B = 0.7$ Т в течение 5 мин. Как видно из рис. 3, *b*, после такой обработки приложение к образцу как треугольного, так и трапецеидального импульса независимо от их амплитуды активирует подвижность лишь 15–30% свежих дислокаций, что несколько выше уровня обычного фона. Напомним, что на образцах, не подвергавшихся предварительной обработке, импульсы с амплитудами $\tau_m = 0.15-0.35$ МПа приводили в движение 80–90% свежесведенных дислокаций (рис. 3, *a*). По-видимому, не отрелаксировавшие после предварительной обработки дислокации — это стандартная часть ансамбля, которая закреплена на поверхности мощными стопорами. Их освобождает не предварительное воздействие на образец, а только травление поверхности. После открепления от стопоров и еще до импульса эти дислокации (по крайней мере, часть из них) скачкообразно перемещаются из неустойчивых в устойчивые позиции в потенциальном рельефе (переходы типа $I \rightarrow I'$ на рис. 5, *b*). Как уже отмечалось, это и обеспечивает обычные фоновые значения среднего пробега $l_0 \approx 0.3/\sqrt{\rho}$ (рис. 1) и относительной плотности $\rho_m/\rho_0 \approx 15\%$ (рис. 3, *a*). Последующая импульсная нагрузка вызывает результирующие перемещения открепившихся после травления дислокаций. Как показывают наши измерения, соответствующая зависимость $l(\tau_m)$ аналогична приведенной на рис. 1 и 2.

Таким образом, первый вывод, следующий из модели, успешно выдержал экспериментальную проверку. Еще одно предсказание теории связано с продолжением зависимости $l(\tau_m)$ после ее выхода на насыщение в области напряжений за пределами интервала измерений, приведенного на рис. 1 и 2. В терминах нашей модели протяженность указанной области насыщения должна определяться интервалом амплитуд $2\tau_p < \tau_m < \tau_p + \tau_i^m$. При превышении амплитудой τ_m порогового значения $\tau_p + \tau_i^m$ в системе наступает потеря устойчивости. В терминах схемы, показанной на рис. 5, *b*, дислокации из зон $a-d$ переходят в зону e , где концентрируются на ее правой границе. Например, дислокация из точки 4 в зоне a под действием импульса $\tau(t)$ с амплитудой $\tau_m > \tau_p + \tau_i^m$ сначала квазистатически поднимется по рельефу $U(x)$ до точки 5 максимального наклона между зонами a и b , затем "скачкообразно" перейдет в эквивалентную устойчивую позицию 5' на склоне между зонами e и f , потом квазистатически поднимется по тому же склону до точки 6, где $\tau_i(x) = -\tau_m$, и, наконец,

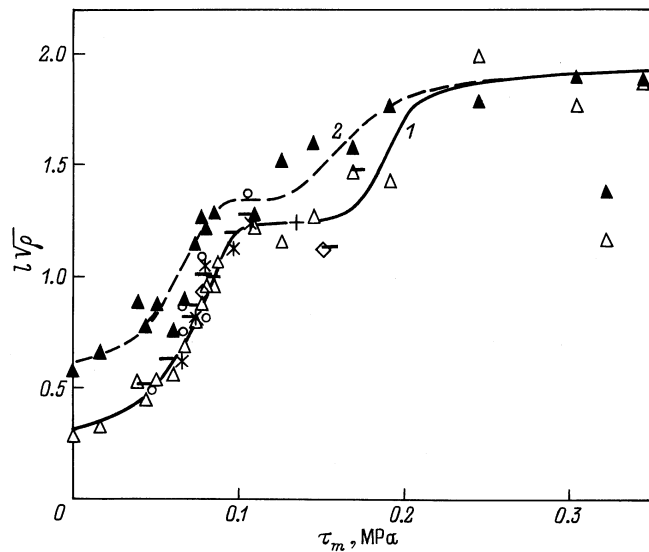


Рис. 6. Продолжение зависимости $l\sqrt{\rho}$ от τ_m (рис. 1) в область $0.15 < \tau_m < 0.35$ МПа (1) и аналогичная зависимость на образцах, которые после нагружения треугольным импульсом напряжения ($t_r = 0.1$ с) были обработаны магнитным полем $B = 0.3$ Т в течение 5 мин (2).

на спаде импульса так же квазистатически опустится в точку 4', отвечающую наклону рельефа $\tau_i(x) = -\tau_p$. Таким образом, при $\tau_m > \tau_p + \tau_i^m$ должно иметь место серьезное увеличение пробегов дислокаций с выходом зависимости $l(\tau_m)$ на новый уровень насыщения, протяженность которого в нашей модели определяется интервалом $\tau_p + \tau_i^m < \tau_m < \tau_p + \bar{\tau}_i^m$. При $\tau_m > \tau_p + \bar{\tau}_i^m$ следует ожидать очередного скачка пробегов с переходом дислокаций на более крутые склоны. Конечно, с учетом статистического разброса от места к месту параметров потенциального рельефа всякий раз речь идет не о скачкообразном, а о достаточно резком увеличении средних пробегов l на величину, соразмерную со средним расстоянием между дислокациями $1/\sqrt{\rho}$.

Следует отметить, что сделанное предсказание является более универсальным следствием предлагаемой модели, чем конкретная форма элементарной потенциальной ямы (рис. 5), на примере которой велись рассуждения. Тем более важной представлялась авторам конкретная проверка этого предсказания, несмотря на то что с повышением амплитуды импульсов опыты становятся все более трудоемкими из-за увеличения статистического разброса результатов и соответствующей необходимости увеличения объема измерений для уменьшения уровня экспериментальных погрешностей. Кривая 1 на рис. 6 демонстрирует продолжение зависимости $l(\tau_m)$, измеренной в первой серии опытов (рис. 1), на область $0.15 < \tau_m < 0.35$ МПа. Видно, что в области $0.16 < \tau_m < 0.22$ МПа действительно происходит предсказанный рост дислокационных пробегов с выходом кривой $l(\tau_m)$ на новый уровень насыщения, который выше предыдущего на величину $\Delta l \approx 0.7/\sqrt{\rho}$. Таким образом, можно констатировать, что предложенная нами

модель, несмотря на ее упрощенный характер, и в этом случае хорошо описывает эксперимент.

Указанному выше диапазону амплитуд τ_m , в котором происходит переход на новый уровень насыщения пробегов l , соответствует интервал квазинепрерывного распределения параметра $\tau_i^m = \tau_m - \tau_p$

$$0.11 < \tau_i^m < 0.17 \text{ МПа.} \quad (3)$$

Поскольку при использованной в эксперименте максимальной амплитуде $\tau_m = 0.35$ МПа мы еще не достигли конца очередного уровня насыщения, величину $\bar{\tau}_i^m$ можно оценить только снизу

$$\bar{\tau}_i^m > 0.3 \text{ МПа.} \quad (4)$$

Как видно из рис. 3, а и 4, с повышением амплитуды импульса τ_m глубина релаксации исходной дислокационной структуры увеличивается: возрастает плотность подвижных дислокаций, а средний пробег l достигает своего равновесного значения при меньшем числе n импульсов в серии. Отсюда следует еще одно предсказание: если после нагружения кристалла одиночным треугольным импульсом подвергнуть его воздействию постоянного магнитного поля подобно тому, как это делалось при предварительной обработке образцов для релаксации в них дислокационной структуры (рис. 3, б), то пробеги, отвечающие кривой 1 на рис. 6, должны увеличиваться тем меньше, чем выше амплитуда импульса. Кривая 2 на рис. 6 полностью подтверждает это предсказание.

5. Об условиях наблюдения нормальной дислокационной динамики

Под нормальной дислокационной динамикой мы понимаем такие движения, при которых дислокация характеризуется определенной скоростью, зависящей от внешнего напряжения, а ее средний пробег линейен во времени приложения внешней нагрузки. Особенностью наших кристаллов с их низкой концентрацией примеси является относительная малость напряжения пиннинга по сравнению с характерными максимумами потенциального рельефа. Действительно, в соответствии с (2) величина τ_p на порядок ниже предела текучести τ_y , в то время как, согласно (4), напряжение $\bar{\tau}_i^m$ имеет тот же порядок, что и τ_y . В таких кристаллах нормальная динамика дислокаций может наблюдаться лишь при очень высоких напряжениях, существенно превышающих предел текучести, когда дислокационное движение имеет надбарьерный динамический характер, а его скорость лимитируется вязким трением, обусловленным взаимодействием дислокаций с фоновой подсистемой кристалла [12]. Такой режим движения дислокаций на кристаллах именно этой серии детально изучен в работе [13].

С другой стороны, наблюдение в этих кристаллах движения индивидуальных дислокаций в режиме термоактивационного преодоления локальных барьеров представляется методически почти невозможным. Действительно, осуществление такого движения возможно лишь

в интервале напряжений $\tau - \tau_i < \tau_p$. В то же время в наших условиях при экспериментально значимых длинах пробега, выходящих за пределы погрешности измерений, внутренние напряжения τ_i меняются на величину, заведомо превышающую τ_p .

Совсем другая ситуация реализуется в примесных кристаллах, где $\tau_i^{\max} \ll \tau_p \sim \tau_y$ и отмеченные выше методические трудности отсутствуют. Здесь, напротив, следует ожидать больших проблем в наблюдении изучавшихся выше квазистатических перемещений дислокаций, в отличие от движения в термоактивационном режиме (в интервале напряжений $\tau_i^{\max} \ll \tau < \tau_p$), которое, действительно, вполне успешно экспериментально изучалось на ЦГК этого типа [1,14–18].

Следует подчеркнуть, что особенности дислокационной подвижности, наблюдавшиеся нами и нашими предшественниками в чистых кристаллах, не ставят под сомнение результаты многолетних исследований термофлуктуационной динамики дислокаций в примесных кристаллах, где напряжение пиннинга соразмерно с пределом текучести.

Таким образом, отмечавшиеся ранее в литературе [2–6] особенности дислокационной подвижности в ЦГК действительно обнаружены нами при импульсном нагружении кристаллов NaCl, хотя и не все их черты воспроизводятся в наших экспериментах. Как и у предшественников, в наших опытах дислокации движутся только на фронте нарастания импульса, почти не перемещаясь на плато постоянной нагрузки. При этом по нашим данным средний пробег дислокаций чувствителен только к амплитуде импульса и не зависит от скорости изменения напряжений.

Предложенная модель, исходящая из гипотезы о релаксационной природе наблюдаемых перемещений дислокаций, не только полностью объясняет все черты наблюдаемых аномалий, но и позволяет определить из экспериментальных данных силу дислокационного пиннинга и основные характеристики поля внутренних напряжений в кристалле. Однако главным свидетельством в пользу модели является то, что целая серия следующих из нее предсказаний нашла экспериментальное подтверждение. В частности, реализован рецепт "выключения" аномалий путем предварительной импульсной или магнитной обработки образцов, устраняющей сильную неравновесность структуры свежевведенных дислокаций в кристалле. Заметим, что в этой работе магнитоупругий эффект был впервые использован в чисто прикладных целях как очень эффективная, простая и технологичная методика для глубокой релаксации структуры свежевведенных дислокаций в кристалле.

Как было показано выше, обнаруженные аномалии дислокационной динамики должны быть специфичны для чистых кристаллов, где суммарное закрепление дислокаций на точечных дефектах (напряжение пиннинга τ_p) мало по сравнению с характерными максимумами поля внутренних напряжений τ_i^m , которые соизмеримы с пределом текучести кристалла τ_y . В примесных кристаллах,

где $\tau_p \sim \tau_y \gg \tau_i^m$, должна наблюдаться нормальная динамика дислокаций, характеризуемая средним пробегом l , пропорциональным длительности импульса. Однако существование аномалий подвижности дислокаций в чистых кристаллах также не отменяет фундаментальных закономерностей дислокационной динамики, а лишь напоминает о необходимости более внимательного отношения к условиям нагружения и аккуратного использования понятия средней скорости дислокаций при изучении этих закономерностей. Исследование "аномальной динамики" неравновесных дислокаций допускает извлечение уникальной информации, которую невозможно получить другими методами.

В заключение авторы выражают признательность О.В. Клявину, Н.А. Тяпуниной и Е.Э. Гликману за полезные обсуждения результатов, а также В.П. Киселю за помощь при отжиге кристаллов.

Список литературы

- [1] W.G. Johnston, J.J. Gilman. *J. Appl. Phys.* **30**, 129 (1959).
- [2] А.А. Предводителев, Н.К. Ракова, Нан Хун-бинь. *ФТТ* **9**, 1, 300 (1967).
- [3] В.А. Макара, Н.Н. Новиков, О.В. Руденко. В кн.: *Динамика дислокаций*. Наук. думка, Киев (1975). С. 190.
- [4] А.В. Никифоров, В.А. Швецова, О.В. Клявин, В.А. Лихачев. *ФТТ* **18**, 7, 3152 (1976).
- [5] Г.Н. Ермолаев, С.И. Ниненко, А.А. Урусовская. *ФТТ* **31**, 4, 277 (1989).
- [6] Г.Н. Ермолаев. *ФТТ* **38**, 11, 3375 (1996).
- [7] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, O.L. Kazakova, E.Yu. Mikhina, E.A. Petrzhik. *Mat. Sci. Eng.* **A234–236**, 617 (1997).
- [8] М.В. Колдаева, Е.В. Даринская, В.Н. Сытин. *ПТЭ* **3**, 151 (1998).
- [9] И.В. Стратан, А.А. Предводителев, В.М. Степанова. *ФТТ* **12**, 3, 766 (1970).
- [10] И.В. Стратан, А.А. Предводителев. *ФТТ* **12**, 6, 1729 (1970).
- [11] Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. Атомиздат, М. (1972). С. 57.
- [12] V.I. Alshits, V.L. Indenbom. In: *Dislocations in Crystals / Ed. F.R.N. Nabarro*. North-Holland, Amsterdam (1986). V. 7. P. 43–111.
- [13] Е.В. Даринская, А.А. Урусовская, В.И. Альшиц, Ю.И. Мещеряков, В.А. Алехин, Р. Воска. *ФТТ* **25**, 12, 3636 (1983).
- [14] Э.Ю. Гутманас, Э.М. Надгорный, А.В. Степанов. *ФТТ* **5**, 4, 1021 (1963).
- [15] В.Б. Парийский, С.В. Лубенец, В.И. Старцев. *ФТТ* **8**, 4, 1227 (1966).
- [16] С.В. Лубенец, В.И. Старцев. *ФТТ* **10**, 1, 22 (1968).
- [17] Г.А. Ермаков, Э.М. Надгорный. *ФТТ* **13**, 2, 513 (1971).
- [18] Э.М. Надгорный. В сб.: *Несовершенства кристаллического строения и мартенситные превращения*. Наука, М. (1972). С. 151.