

«IN SITU» ИЗУЧЕНИЕ
МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА
В КРИСТАЛЛАХ NaCl
МЕТОДОМ НЕПРЕРЫВНОГО ТРАВЛЕНИЯ

В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржиж

Работа посвящена изучению магнитоэластического эффекта, который заключается в перемещении дислокаций в диамагнитных кристаллах, помещенных в постоянное магнитное поле в отсутствие механического нагружения. Исследования проводились на кристаллах NaCl методом непрерывного травления, позволяющим определить реальные моменты старта и остановки дислокаций. Предложена статистическая модель, позволяющая теоретически описать наблюдаемые гистограммы временных характеристик движения дислокаций. Получено удовлетворительное совпадение опытных и теоретических результатов. Дана физическая интерпретация наблюдаемым зависимостям измеренных вероятностей старта и остановки дислокаций от различных физических параметров. Теоретически и экспериментально найдено соотношение между временем выдержки образца в поле и реальным временем движения дислокаций в зависимости от условий эксперимента. Исследована подвижность дислокаций в переменном магнитном поле. Найдена пороговая частота ν_0 , начиная с которой эффект исчезает. Показано, что $\nu_0 \propto B^2$.

На основании проведенных измерений сделано предположение, что движение дислокаций в магнитном поле происходит под действием далекодействующих полей внутренних напряжений, в то время как влияние магнитного поля сводится к откреплению дислокаций от локальных барьеров из-за спин-зависимых электронных переходов в магнитном поле в системе дислокация—примесь.

В работе [1] указано на обнаружение перемещения дислокаций в кристаллах NaCl под действием постоянного магнитного поля в отсутствие механического нагружения. Дальнейшее экспериментальное исследование эффекта в кристаллах NaCl и Zn [2, 3] проводилось в рамках той же методики. Начальные и конечные положения дислокаций фиксировались с помощью химического травления образцов до и после приложения магнитного поля. Представляет интерес провести наблюдения движения дислокаций «in situ», которые бы позволили непосредственно измерять наряду с гистограммой пробегов гистограммы временных характеристик движения. С этой целью была использована методика непрерывного травления [4, 5] образцов $^1\text{NaCl}$ в магнитном поле, которая дает возможность дополнительно определить моменты старта и остановки дислокаций по геометрическим характеристикам ямок травления (рис. 1). В качестве травителя использовалась ледяная уксусная кислота при температуре 17 °C [4]. Максимальное время нахождения образца в травителе ограничивалось 6.5 мин. При больших временах травления ошибка измерений нарастала до неприемлемых значений. По размерам ямок травления и величине их плоского дна определялись моменты старта и остановки дислокаций с погрешностью ± 15 с. По соответствующим гистограммам временных характеристик, измеренным для разных полей (0.4—0.6 T) и различных времен магнитной обработки образцов, вычислялись средние

¹ Исследования проводились на кристаллах NaCl с пределом текучести ~ 40 г/мм² (общее содержание примесей менее 10^{-3} вес.%).

статистические значения времени до старта $t_{ст}$ и времени движения $t_{дв}$ дислокаций. Как и следовало ожидать, «в среднем» движение дислокаций начинается не сразу после включения магнитного поля и происходит не все время выдержки образцов в магнитном поле (причем $t_{ст} + t_{дв} < t_m$).

Полученные результаты поддаются теоретической трактовке в рамках следующей простейшей модели. Рассмотрим дислокационный ансамбль, состоящий из N_0 способных двигаться дислокаций, которые находятся под действием поля дальнедействующих внутренних напряжений, завися на локальных стопорах. Роль магнитного поля, по-видимому, заключается в откреплении от стопоров, в то время как движение должно происходить под действием механических внутренних напряжений. Суще-

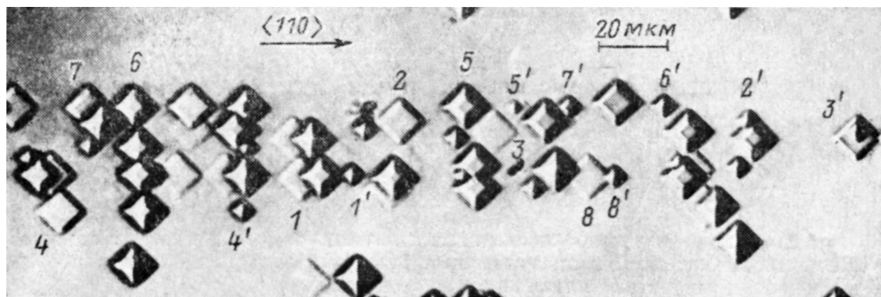


Рис. 1. Картина травления в используемой методике после воздействия на образец магнитного поля $B=0.5$ Т в течение $t=5$ мин.

1—8 и 1'—8' — начальные и конечные положения дислокаций соответственно. Полный линейный размер ямок 1—8 пропорционален времени травления, размер их плоского дна — времени отсутствия дислокаций в данной точке, размер ямок 1'—8' — времени после остановки дислокаций до конца травления, разность между последними двумя размерами — времени движения. Увеличение 500.

ответно, что, согласно полученным экспериментальным данным, как правило, фиксируются лишь начальное и конечное положения дислокаций (без промежуточных остановок), которые разделены расстоянием, пропорциональным времени движения и достигающим сотен микрон. Указанный масштаб дислокационных пробегов, а также порядок величины наблюдаемых скоростей дислокаций (10^{-5} — 10^{-4} см/с) исключают возможность предположения, что промежуточные остановки отсутствуют. Можно лишь утверждать, что они заметно короче по длительности, чем 0.5 с, иначе бы мы их зафиксировали. Таким образом, будем исходить из того, что вероятность открепления на старте $W_{ст}$ много меньше вероятности открепления от промежуточных стопоров в процессе движения $W_{пр}$. Наконец, введем также вероятность остановки $W_{ос}$, т. е. вероятность встретить в единицу времени трудно преодолимый стопор. И будем считать, что дислокация после остановки не движется, что подтверждается экспериментами.

Пусть $dN_{ст}$ — число дислокаций, стартующих между моментами времени t и $t+dt$. Эта величина, очевидно, должна определяться произведением

$$dN_{ст} = [N_0 - N_{ст}(t)] W_{ст} dt = n_{ст} dt, \quad (1)$$

где $N_{ст}(t)$ — число дислокаций уже сдвинувшихся к моменту времени t ; $n_{ст}$ — число дислокаций, сдвигающихся в единицу времени. Решая дифференциальное уравнение (1) при начальном условии $N_{ст}(0)=0$, имеем

$$N_{ст}(t) = N_0(1 - e^{-W_{ст}t}), \quad (2)$$

$$n_{ст}(t) = dN_{ст}/dt = N_0 W_{ст} e^{-W_{ст}t} \quad (3)$$

Отсюда среднее время до старта

$$\bar{t}_{\text{ст}} = \frac{\int_0^{t_M} t n_{\text{ст}}(t) dt}{\int_0^{t_M} n_{\text{ст}}(t) dt} = t_M \frac{1 - e^{-W_{\text{ст}} t_M} (1 + W_{\text{ст}} t_M)}{W_{\text{ст}} t_M (1 - e^{-W_{\text{ст}} t_M})}. \quad (4)$$

Нетрудно убедиться, что при малых значениях t_M ($W_{\text{ст}} t_M \ll 1$), когда $\exp(-W_{\text{ст}} t_M)$ можно представить в виде степенного ряда, $\bar{t}_{\text{ст}} \approx t_M/2$, а при

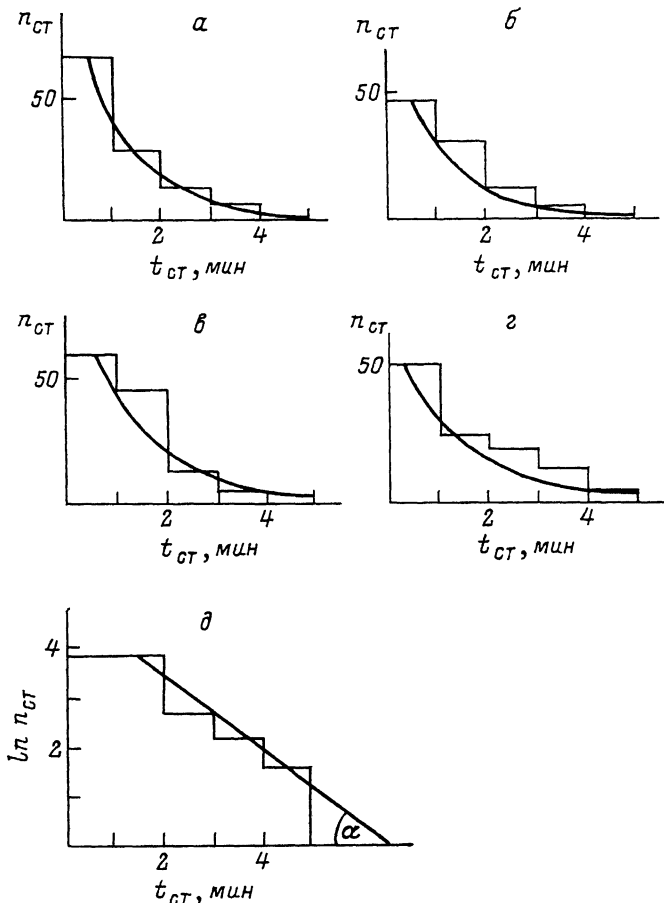


Рис. 2. Сравнение экспериментальных гистограмм $t_{\text{ст}}$ с теоретической зависимостью (3) для разных полей B .
 $a - B=0.6$, $б - 0.5$, $в - 0.4$ Т, $г$ — гистограмма движения дислокаций в травителе в отсутствие магнитного поля, $д$ — гистограмма a в координатах $\ln n_{\text{ст}} - t_{\text{ст}}$.

больших временах выдержки t_M ($W_{\text{ст}} t_M \gg 1$), когда $\exp(-W_{\text{ст}} t_M) \ll 1$, величина $\bar{t}_{\text{ст}}$ становится константой, не зависящей от времени выдержки образца и равной $1/W_{\text{ст}}$.

Величину $W_{\text{ст}}$ можно определить, сравнивая экспериментальные гистограммы $n_{\text{ст}}(t_{\text{ст}})$ с теоретической зависимостью (3) (рис. 2, $a-e$). Обработка указанных зависимостей в спрямляющих координатах $\ln n_{\text{ст}} - t_{\text{ст}}$ позволяет найти вероятность $W_{\text{ст}} = tg \alpha = 0.9 \text{ мин}^{-1}$, которая с нашей точностью ($\approx 20\%$) оказывается не зависящей от величины магнитного поля. На причину последнего обстоятельства проливает свет следующий экспериментальный результат. Контрольный опыт по изучению движения дислокаций в процессе непрерывного травления при выключенном магнитном поле дает гистограмму времен старта $n_{\text{ст}}(t_{\text{ст}})$ точно такую же (рис. 2, $г$). Это значит, что в наших условиях старт дислокаций лимити-

руется вытравливанием приповерхностных стопоров [6] и лишь последующее движение определяется влиянием магнитного поля. Не случайно при $B=0$ средний пробег дислокаций $l_{\text{тр}}$ от времени травления не зависит и равен 15–20 мкм, в то время как при $B \neq 0$ величина $(l - l_{\text{тр}}) \propto t_m$ (а также $(l - l_{\text{тр}}) \propto B^2$) и может на порядок превышать $l_{\text{тр}}$.

Вероятность старта дислокаций под действием собственно магнитного поля $W_{\text{ст}}^B$, таким образом, должна быть значительно ниже найденного выше значения 0.9 мин^{-1} . Она может быть независимо определена обработкой ранее полученных на тех же кристаллах экспериментальных данных [1] по зависимости относительной плотности подвижных дислокаций ρ_n/ρ_0 от времени t_m . В этих экспериментах травление длилось несколько

секунд до приложения магнитного поля и большая часть плотности ρ_n набиралась под действием поля, а не травителя. Имея в виду, что по своему смыслу

$$\frac{\rho_n - \rho_{\text{тр}}}{\rho_0} = \frac{N(t_m)}{N_0} = 1 - e^{-W_{\text{ст}}^B t_m}, \quad (5)$$

нетрудно убедиться, что экспериментальная зависимость ρ_n/ρ_0 от

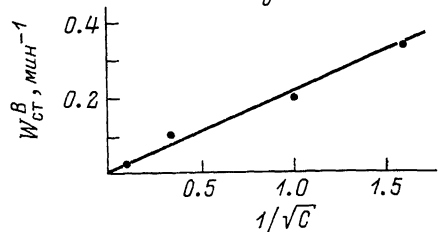
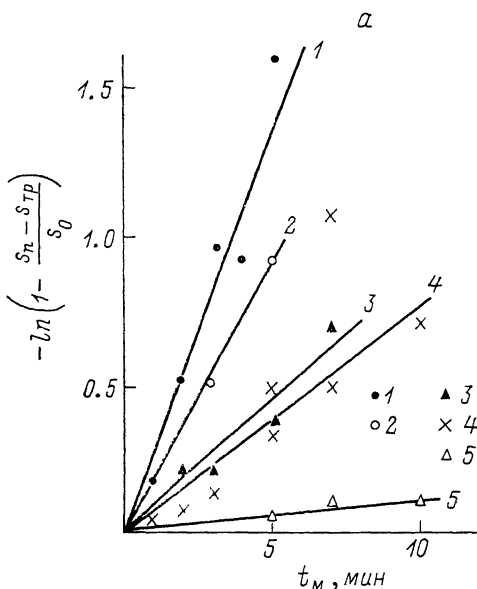


Рис. 3. Зависимость плотности подвижных дислокаций от времени выдержки образца в магнитном поле $B=0.5 \text{ Т}$ для различных молярных концентраций C кальция (а). Зависимость вероятности старта дислокаций $W_{\text{ст}}^B$ от молярной концентрации C примеси кальция (б).

C , ppm: 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 10, 4 — из [1], 5 — 100.

t_m [1] в координатах $-\ln \{1 - (\rho_n - \rho_{\text{тр}})/\rho_0\} \div t_m$ действительно спрямляется (прямая 3 на рис. 3, а), а ее наклон дает величину $W_{\text{ст}}^B = 0.07 \text{ мин}^{-1}$ при $B=0.5 \text{ Т}$.

В настоящем исследовании были проведены аналогичные измерения зависимости плотности подвижных дислокаций от времени выдержки образца в магнитном поле для серии кристаллов NaCl с различным содержанием примеси Ca (от 0.5 до 100 ppm).² Как видно из рис. 3, увеличение концентрации Ca в указанных выше пределах приводит к уменьшению вероятности старта под действием поля более чем на порядок, причем $W_{\text{ст}}^B \sim 1/\sqrt{C}$ (рис. 3, б). Эту зависимость можно объяснить исходя из следующих соображений.

Будем считать, что в кристаллах имеются два типа стопоров — слабые, преодолеть которые дислокация может с помощью магнитного поля, и сильные, преодолимые только силовым путем. Пусть объемная концентрация слабых стопоров равна C , а концентрация сильных существенно меньше. Тогда при помещении кристалла в магнитное поле дислокация, срываясь со слабых стопоров, прогибается до тех пор, пока сила натяже-

² Для этих экспериментов кристаллы NaCl(Ca) любезно предоставлены Р. Воской.

ния в точке закрепления сильным стопором не окажется достаточной для того, чтобы сорвать дислокацию. Пусть максимальный прогиб дислокации в критической конфигурации равен $L_c = \alpha L$, где L — расстояние между сильными стопорами в плоскости скольжения, α — численный коэффициент меньше единицы. Проследим за средней точкой дислокационного сегмента, которой за время $t_{\text{ст}}$ предстоит пройти путь L_c . На этом пути она должна преодолеть $L_c/\bar{\Delta l}$ слабых стопоров, где $\bar{\Delta l}$ — среднее расстояние между ними в плоскости скольжения. После каждого такого преодоления за время $t_{\text{пр}}$ рассматриваемая точка дислокации «зависает» и лишь после отрыва от n других стопоров между сильными точками закрепления подходит к следующему слабому барьеру. Из проведенного рассуждения следует, что

$$t_{\text{ст}} \approx n \frac{L_c}{\bar{\Delta l}} t_{\text{пр}}.$$

Если время наблюдения $t_{\text{м}}$ достаточно велико, то стартовать успевают все дислокации. Усредняя последнее соотношение по ансамблю случайных величин L_c и учитывая, что $W_{\text{ст}}^B \approx 1/t_{\text{ст}}$ при $W_{\text{ст}}^B t_{\text{м}} \gg 1$, имеем

$$W_{\text{ст}}^B \approx \frac{\bar{\Delta l}}{n \bar{L}_c t_{\text{пр}}}.$$

Принимая во внимание, что $\bar{\Delta l} \approx 1/\sqrt{bC}$, где b — «толщина» плоскости скольжения порядка параметра решетки, а также, что скорость дислокации $v \approx \bar{\Delta l}/t_{\text{пр}}$, получим два других представления для вероятности старта

$$W_{\text{ст}}^B \approx (n \bar{L}_c t_{\text{пр}} \sqrt{bC})^{-1}, \quad W_{\text{ст}}^B \approx v/nL_c, \quad (6)$$

откуда, в частности, следует наблюдаемая (рис. 3, б) зависимость $W_{\text{ст}}^B \propto \propto 1/\sqrt{C}$. Другим критерием справедливости предложенной схемы может быть сопоставление с экспериментом зависимости $W_{\text{ст}}^B \propto v \propto B^2$ [1-3], вытекающей из последней формулы (6). К сожалению, в распоряжении авторов не оказалось необходимого набора данных для проверки этого предсказания применительно к рассматриваемым кристаллам NaCl. Есть, однако, соответствующая измеренная зависимость для кристаллов CsI, которая действительно спрямляется в координатах $W_{\text{ст}}^B \div B^2$.

Естественно предположить, что сильными стопорами являются дислокации леса с плотностью s_0 и средним расстоянием между ними $L \approx 1/\sqrt{\rho_0}$. Проведем ряд численных оценок. В кристаллах с содержанием Са 10 ppm, по нашим данным, при $B = 0.5 T$: $v \sim 10^{-4}$ см/с, $W_{\text{ст}}^B \sim 0.1$ мин $^{-1}$; кроме того, в этих кристаллах $\bar{\Delta l} \approx 1/\sqrt{bC} \sim 0.1$ мкм, $s_0 \approx (3 \div 10) \cdot 10^3$ см $^{-2}$. Полагая $L_c \sim 0.3L = 0.3/\sqrt{\rho_0} = (30 \div 60)$ мкм, имеем в соответствии с (6) вполне разумную оценку $n \approx v/W_{\text{ст}}^B L_c \approx 10 \div 20$. Представляет принципиальный интерес также оценить $t_{\text{пр}} \approx W_{\text{ст}}^{B-1}$. В соответствии с (6) имеем

$$t_{\text{пр}} \approx \bar{\Delta l}/v = (v \sqrt{bC})^{-1}, \quad W_{\text{пр}} = W_{\text{ст}}^B n L_c \sqrt{bC}, \quad (7)$$

что дает $t_{\text{пр}} \sim 10^{-5}$ см/ 10^{-4} см/с = 0.1 с. Как мы увидим, последняя оценка хорошо согласуется с результатами независимых измерений эффекта в переменном магнитном поле.

Возвращаясь к экспериментальным данным, касающимся среднего времени до старта, сравним вычисленные из опыта значения $t_{\text{ст}}(t_{\text{м}})$ с теоретической зависимостью (4). Подобное сравнение (рис. 4) свидетельствует об удовлетворительном согласии теории и эксперимента в пределах погрешности опыта, к сожалению, высокой в наших условиях.

Обратимся теперь к теоретическому и экспериментальному анализу физической наиболее важной характеристики изучаемых процессов — среднему времени движения $t_{\text{дв}}$ дислокаций, которое, естественно, не совпадает с $t_{\text{м}}$. Очевидно, $t_{\text{дв}} = t_{\text{оо}} - t_{\text{ст}}$, где $t_{\text{оо}}$ — среднее время между

включением поля и остановкой дислокации. Статистический анализ процессов дислокационных остановок может быть проведен аналогично тому, как это было сделано для процессов старта. Число дислокаций dN_{oc} , останавливающихся между моментами t и $t+dt$, должно быть пропорционально числу движущихся дислокаций $N_{от} - N_{oc}$, вероятности W_{oc} и времени dt

$$dN_{oc} = [N_{от}(t) - N_{oc}(t)] W_{oc} dt = n_{oc} dt, \quad (8)$$

где $N_{oc}(t)$ — число дислокаций, остановившихся к моменту времени t ; $n_{oc}(t) = dN_{oc}/dt$ — число дислокаций, останавливающихся в единицу времени. Решение дифференциального уравнения (8) при начальном условии $N_{oc}(0) = 0$ имеет вид

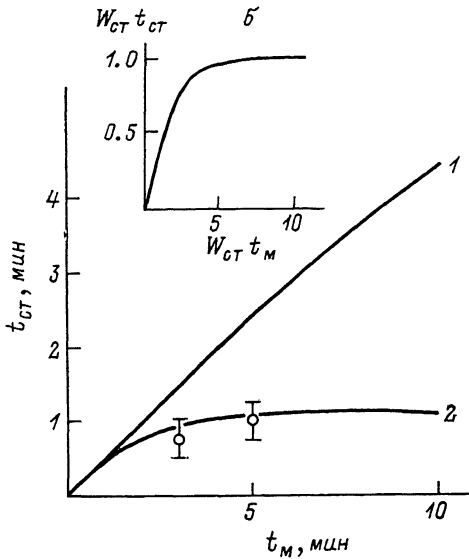
$$N_{oc}(t) = N_0 \left(1 + \frac{W_{oc}}{W_{от} - W_{oc}} \times \right. \\ \left. \times e^{-W_{от}t} - \frac{W_{от}}{W_{от} - W_{oc}} e^{-W_{oc}t} \right), \quad (9)$$

$$n_{oc}(t) = N_0 \frac{W_{от} W_{oc}}{W_{от} - W_{oc}} \times \\ \times (e^{-W_{oc}t} - e^{-W_{от}t}). \quad (10)$$

С учетом (10) среднее время до остановки

Рис. 4. Теоретическая зависимость (4).

a — расчет для $W_{от} = 0.07$ (1) и 0.9 мин⁻¹ (2) и экспериментальные значения $\bar{t}_{от}$ (точки); *б* — в безразмерных координатах.



$$\bar{t}_{oc} = \frac{\int_0^{t_m} t n_{oc}(t) dt}{\int_0^{t_m} n_{oc}(t) dt} = \frac{[1 - e^{-W_{oc}t_m} (1 + W_{от}t_m)] W_{oc}^{-2} - [1 - e^{-W_{от}t_m} (1 + W_{от}t_m)] W_{от}^{-2}}{(1 - e^{-W_{oc}t_m}) W_{oc}^{-1} - (1 - e^{-W_{от}t_m}) W_{от}^{-1}}. \quad (11)$$

При малых временах $t_m \ll (W_{от}^{-1}, W_{oc}^{-1})$ $\bar{t}_{oc} = (2/3)t_m$, а при больших t_m ($W_{от}t_m \gg 1, W_{oc}t_m \gg 1$) $\bar{t}_{oc} = W_{от}^{-1} + W_{oc}^{-1}$.

Соответственно при малых t_m среднее время движения дислокаций пропорционально времени выдержки образцов в поле: $\bar{t}_{дв} = (1/6)t_m$, а при больших t_m величина $\bar{t}_{дв}$ приближается к постоянному значению $W_{от}^{-1}$.

Величина вероятности остановки может быть найдена из сравнения экспериментальных гистограмм $n_{oc}(t_{oc})$ с теоретической зависимостью (9). Последняя характеризуется кривой с максимумом при

$$t_{max} = [\ln(W_{от}/W_{oc})]/(W_{от} - W_{oc}), \quad (12)$$

который разделяет участки линейного нарастания при малых временах ($n_{oc}(t) = W_{от} W_{oc} t$) и экспоненциального спада при $t \gg t_{max}$. Как видно из рис. 5, выражение (10) удовлетворительно описывает экспериментальные гистограммы при $W_{от} = 0.9, W_{oc} = 0.3$ мин⁻¹. К сожалению, высокий уровень погрешностей эксперимента не позволяет установить зависимость вероятности W_{oc} от индукции магнитного поля. Между тем, можно было бы

ожидать весьма простой зависимости, поскольку в нашей модели, очевидно, $t_{oc} \sim L/v$ и, следовательно, $W_{oc} \sim v \sqrt{\rho_0} \sim B^2$. Что же касается численного значения, то при использовавшихся выше параметрах $v = 10^{-4}$ см/с, $\rho_0 \sim (3 \div 10) \cdot 10^3$ см $^{-2}$, $B = 0.5 T$ получается оценка $W_{oc} \sim (0.3 \div 0.6)$ мин $^{-1}$, что согласуется с измеренным значением. Заметим также, что с учетом сказанного

$$\frac{W_{oc}}{W_{cr}^B} \approx \frac{v/L}{v/nL_c} = \alpha n.$$

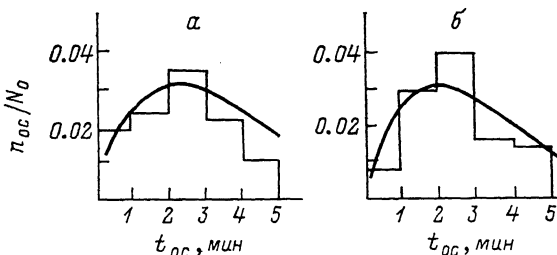


Рис. 5. Сравнение экспериментальных гистограмм t_{0c} с теоретической зависимостью (10) для $B=0.4$ (а) и $0.5 T$ (б).

Соответственно при экспериментальных значениях $W_{cr}^B \approx 0.07$, $W_{oc} \approx 0.3$ мин $^{-1}$ имеем $\alpha n \approx 4$, что при $\alpha \approx 0.3$ дает значение $n \approx 13$, попадающее в полученный выше интервал $n=10 \div 20$.

Теоретические зависимости $\bar{t}_{дв}(t_m) = \bar{t}_{oc} - \bar{t}_{cr}$, построенные с учетом (4), (11) для различных значений параметров W_{cr} , W_{oc} , найденных из эк-

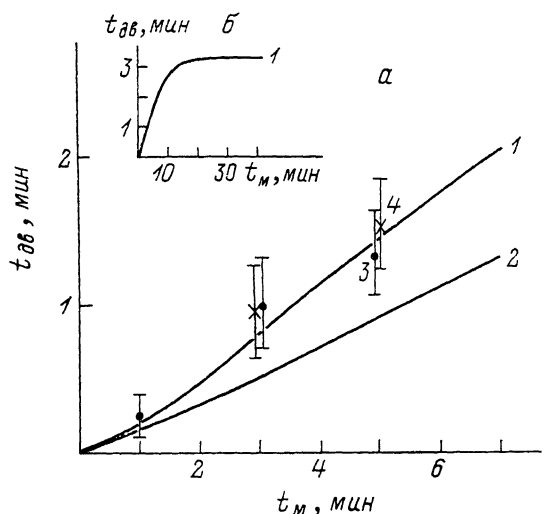


Рис. 6. Теоретическая зависимость среднего времени движения дислокаций $t_{дв}$ от времени выдержки образца в магнитном поле t_m .

а — теоретическая зависимость $t_{дв} = \bar{t}_{oc} - \bar{t}_{cr}$ по формулам (4), (11) для $W_{cr}=0.9$, $W_{oc}=0.3$ мин $^{-1}$ (1) и $W_{cr}=0.07$, $W_{oc}=0.3$ мин $^{-1}$ (2). Точки — экспериментальные значения $t_{дв}$ при выдержке в магнитном поле $B=0.4$ (3) и $0.6 T$ (4); б — кривая 1 в другом масштабе по t_m .

сперимента, приведены на рис. 6. Судя по ходу кривых, в интервале времен $t_m = 1 \div 10$ мин, обычно используемых в опытах, в рамках старой методики $\bar{t}_{дв} = (1/6 \div 1/5)t_m$, а в условиях настоящего эксперимента зависимость $\bar{t}_{дв}(t_m)$ имеет квазилинейный характер с наклоном порядка 0.3. Наложенные на эти зависимости экспериментальные значения $\bar{t}_{дв}$ в пределах ошибки измерений согласуются с результатами теории.

Наряду с временными характеристиками, как уже говорилось, экспериментально определялись пробеги дислокаций. По гистограммам пробегов для разных полей и различных реальных времен движения найдены средние статистические пробеги l . На рис. 7, а показана зависимость среднего пробега дислокаций от реального времени их движения для разных полей (прямые 1—3). Зависимости среднего пробега дислокаций от времени выдержки образца в магнитном поле t_m , полученные в рамках описанной в настоящей работе методики, совпадают с данными работы [1] (прямые 4—6). Сравнение прямых 1—3 и 4—6 позволяет ввести временной

коэффициент $K = \bar{l}_{дв} / t_m = 0.3$, который хорошо согласуется с теоретическими оценками времени движения дислокаций, приведенными выше (зависимость 2 на рис. 6). На рис. 7, б в пределах ошибки измерений наблюдается совпадение зависимости среднего пробега дислокаций от магнитной индукции из работы [1] для времени выдержки образца в поле 5 мин и аналогичной зависимости для соответствующего реального времени движения $t_{дв} = 1.65$ мин, полученной в настоящей работе. То обстоятельство, что последняя зависимость $\bar{l}(B)$, как и первая, спрямляется в координатах

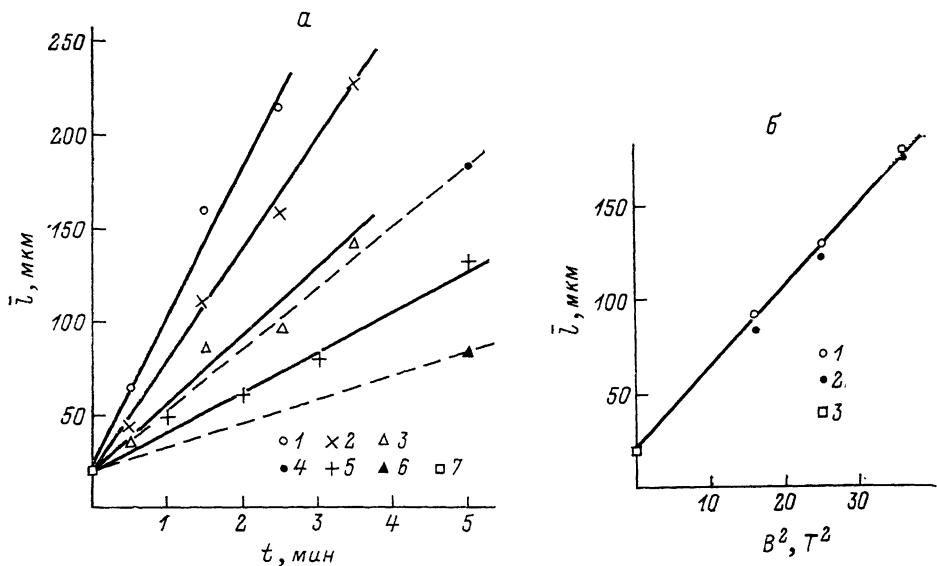


Рис. 7. Зависимость среднего пробега дислокаций \bar{l} от времени их движения (1—3) и времени выдержки в магнитном поле (4—6) (а) и от величины магнитной индукции B (б).

а: 1, 4 — $B = 0.6$; 2, 5 — 0.5 ; 3, 6 — 0.4 Т; 7 — пробег в гравителе; б: 1 — $t_{дв} = 1.65$ мин, 2 — $t_m = 5$ мин, 3 — пробег в гравителе.

натах $\bar{l} \propto B^2$, свидетельствует о том, что найденный коэффициент K мало чувствителен к величине поля B в рассмотренном интервале полей (0.4 — 0.6 Т) и времен t_m .

Обращаясь к обсуждению природы магнитоэластического эффекта, перепишем (7) в форме

$$v = W_{пр} \sqrt{b\bar{C}}. \quad (13)$$

Согласно [1-3], наблюдаемое явление характеризуется рядом фундаментальных свойств.

1. Простая зависимость $v \propto 1/\sqrt{\bar{C}}$ от концентрации парамагнитной примеси.
2. Прямая пропорциональная зависимость $v \propto B^2$.
3. Атермичность эффекта в интервале температур 4.2 — 77 К и лишь незначительное его усиление на 20 — 30 % при повышении температуры до комнатной [2].
4. Насыщение пробогов при больших временах t_m или высоких полях B [3].

Свойство 1, как мы видели, имеет простую интерпретацию $v \propto \Delta \bar{l} \approx 1/\sqrt{b\bar{C}}$ и в явном виде описывается формулой (13). Свойство 4 также естественно объясняется в рамках изложенной выше модели: $l_{max} \sim L \sim 1/\sqrt{\rho_0}$. Что же касается свойств 2 и 3, то в терминах формулы (13) — это два основных требования

$$W_{пр} \propto B^2, \quad \frac{\partial}{\partial T} W_{пр} \approx 0, \quad (14)$$

которым должен удовлетворять механизм преодоления локального сто-
пора во внешнем магнитном поле.

Все это заставляет думать о квантовой природе вероятности W_{np} , соответствующей, например, спин-зависимым электронным переходам в магнитном поле в системе дислокация—примесь. В этом случае зависимость (14) естественным образом получается с учетом того, что изменение энергии электрона в магнитном поле $\Delta H \propto \mu_B B$ (μ_B — магнетон Бора), а соответствующая вероятность перехода в первом порядке теории возмущений должна быть пропорциональной $(\Delta H)^2$. То обстоятельство, что изменение электронных состояний на закрепляющих центрах может сильно влиять на энергию связи центра с дислокациями, хорошо известно и достаточно ярко проявляется в фотопластическом эффекте на тех же ШГК-кристаллах и полупроводниках [7, 8].

Существование же самих спин-зависимых электронных переходов под действием слабых магнитных полей и их влияние на скорость химических реакций, фототок в полупроводниках, вязкость аморфных материалов и т. д. показаны в работах [9–12].

К сожалению, обсуждая аналогию магнитопластического эффекта с явлениями, описанными в [9–12], невозможно перенести на наш случай в буквальном смысле конкретный механизм синглет-триплетных переходов в магнитном поле, лежащий в основе интерпретации указанных явлений. Указанный механизм характеризуется временами переходов $\sim 10^{-8}$ с, не соизмеримыми с характерными значениями $t_{np} \sim 10^{-1}$ с. По-видимому, в нашем случае речь идет о значительно более медленных процессах.

Для проверки того, что рассматриваемый нами эффект действительно связан с процессами, обусловленными ориентацией спинов во внешнем магнитном поле, был выполнен эксперимент в переменном магнитном поле, которое создавалось вращением кристалла в постоянном магните. Если дело в спин-зависимых процессах, то при низких частотах вращения $\nu t_{np} \ll 1$ эффект не должен меняться по сравнению со статическим случаем, а при $\nu t_{np} \gg 1$ должен исчезать. Характерная частота ν_0 , при которой эффект резко убывает, и есть мера вероятности W_{np} . На рис. 8 показаны результаты эксперимента. Обрабатывают на себя внимание следующие обстоятельства: 1) эффект действительно спадает с ростом частоты, 2) характерная частота $\nu_0 \sim 10$ Гц подавления эффекта при $B=0.3$ Т соответствует ранее оцененным значениям $t_{on} \sim 0.1$ с, 3) увеличение поля до 0.5 Т повысило значение ν_0 примерно в три раза, иными словами

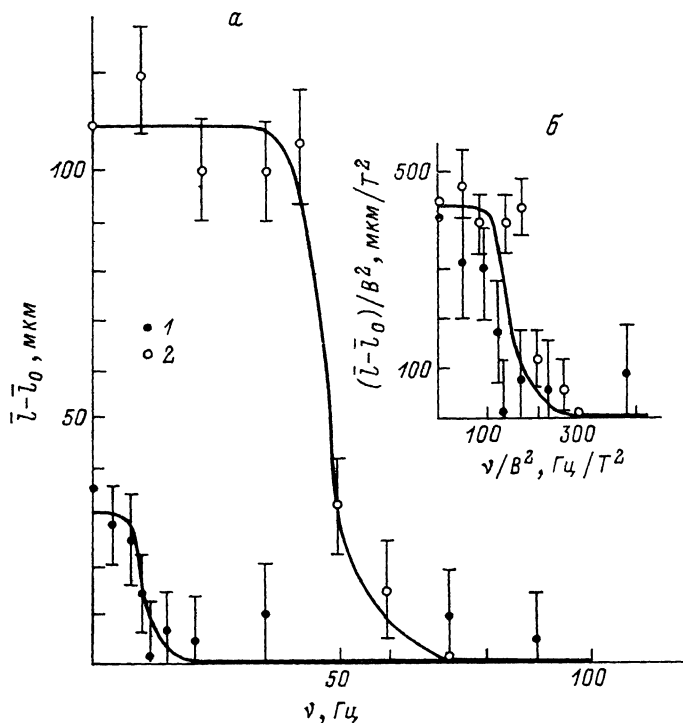
$$W_{np} \sim \nu_0 \propto B^2. \quad (15)$$

Соответственно в нормированных координатах $(I-I_0)/B^2 \div \nu/B^2$ обе зависимости (в пределах ошибки) совмещаются в некоторую универсальную кривую, не чувствительную к величине магнитной индукции (рис. 8, б). Тем самым предложенная физическая схема эффекта получила еще одно экспериментальное подкрепление.

И наконец, еще одно заключительное замечание. Рассмотренный выше статистический анализ является достаточно универсальным. Он справедлив для описания движения дислокаций при любых постоянных воздействиях, например при обычном механическом нагружении. Как мы видели, во всех случаях необходимо учитывать, что среднее время движения дислокации не совпадает с временем нагружения и, более того, даже не обязательно ему пропорционально. К сожалению, это обстоятельство, как правило, не принимается во внимание, что может порождать мнимые парадоксы, в основе которых лежит безосновательная подмена статистических закономерностей поведения ансамбля дислокаций навязыванием индивидуальным дислокациям несуществующих свойств.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. Л. Инденбому, вопросы которого существенно повлияли на уровень понимания авторами полученного экспериментального материала, и Б. Н. Гречуш-

дливому за идею исследования эффекта в переменном магнитном поле. Авторы благодарят также Р. Воску за предоставление кристаллов NaCl с различным содержанием Са, А. А. Урусовскую, Н. А. Тяунину и Ас. А. Дургарян за полезное обсуждение и ценную информацию, а также Я. М. Сойфера, В. П. Киселя и В. М. Чернова за помощь в работе.



Фиг. 8. Зависимость среднего пробега дислокаций \bar{l} от частоты ν вращения образца в магнитном поле для различных величин поля (а) и зависимость a в нормированных координатах (б).

1 — $B=0.3$, 2 — 0.5 Т. \bar{l}_0 — средний пробег дислокаций при вращении образца без приложения магнитного поля.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Перекалина Т. М., Урусовская А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 467—471.
- [2] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // Изв. вузов, черная металлургия 1990. № 10. С. 85—87.
- [3] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Гектина И. В., Лаврентьев Ф. Ф. // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 4. С. 1014—1016.
- [4] Рожанский В. Н., Степанова В. М. // ДАН СССР. 1960. Т. 133. № 4. С. 804—806.
- [5] Дургарян Ас. А., Мурадян И. М. // Изв. вузов. 1984. № 1. С. 116—118.
- [6] Парийский В. Б., Ландау А. И., Старцев В. И. // ФТТ. 1963. Т. 5. № 5. С. 1377—1385.
- [7] Осипьян Ю. А., Савченко И. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. № 4. С. 130—134.
- [8] Голосовский М. А., Осипьян Ю. А., Сойфер Я. М. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 2. С. 602—604.
- [9] Бучаченко А. А., Сагдеев Р. З., Салихов К. З. Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. Новосибирск, 1978.
- [10] Кведер В. В., Осипьян Ю. А., Шалыгин А. И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 2. С. 699—714.
- [11] Дембовский С. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 2. С. 74—76.
- [12] Савранский С. Д. // Физика и химия стекла. 1987. Т. 13. № 5. С. 659—666.

Институт кристаллографии
Москва

Поступило в Редакцию
22 мая 1991 г