

МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ NaCl И LiF

В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова

*Институт кристаллографии Российской академии наук
117333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 апреля 1996 г.

Исследовано влияние малых доз рентгеновского облучения ($\approx 10^2$ рад) на магнитоупругий эффект в щелочно-галогидных кристаллах, заключающийся в откреплении дислокаций от парамагнитных центров под действием внешнего магнитного поля B . Измерения проводились на кристаллах LiF и трех типах кристаллов NaCl, отличающихся содержанием примеси. Особенно чувствительной к малым дозам облучения оказалась зависимость среднего пробега дислокаций l от частоты ν вращения образца в магнитном поле. В необлученных кристаллах эта зависимость является одноступенчатой и характеризуется критической частотой $\nu_c \propto B^2$, выше которой магнитоупругий эффект не наблюдается. Величина ν_c зависит только от типа парамагнитных центров, но не от их концентрации. Даже самая малая из использованных доз облучения (< 100 рад) приводит к резкой перестройке зависимости $l(\nu)$, превращая ее в двухступенчатую (для краевых дислокаций) с дополнительной критической частотой ν_{c2} , нечувствительной к дозе облучения и отвечающей возникновению под облучением нового типа магнитоупругих ступеней. Исходная критическая частота ν_{c1} , как правило, также меняется с дозой, отражая изменение состояния примесных комплексов (Ca в NaCl и Mg в LiF). В частности, на примере кристаллов NaCl(Ca) показано, что с ростом дозы облучения частота ν_{c1} увеличивается, постепенно приближаясь к величине ν_{c2} . Так что уже при дозе ≈ 300 рад зависимость $l(\nu)$ вновь становится одноступенчатой, резко спадая лишь при $\nu \geq \nu_{c2}$. Показано, что малая добавка атомов Ni в кристалл NaCl обуславливает радиационную стойкость Ca-комплексов, а отвечающая им критическая частота ν_{c1} изначально совпадает с величиной ν_{c2} для кристаллов без Ni. Исследована кинетика рекомбинации радиационных дефектов при освещении образцов под вольфрамовой лампой. Обсуждается возможная физическая модель наблюдаемых зависимостей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что в результате воздействия ионизирующего излучения различной природы и интенсивности на щелочно-галогидные кристаллы в них возникают электронные возбуждения широкого диапазона энергий и времен жизни. Высокоэнергетичные электронные возбуждения распадаются, превращаясь в простейшие структурные дефекты типа электронно-дырочных пар и экситонов, которые в свою очередь могут образовывать более сложные радиационные дефекты решетки [1, 2]. Этот процесс, хотя и не является понятным до конца, все же достаточно изучен в щелочно-галогидных кристаллах в области средних и больших доз облучения ($D = 10^3$ – 10^{17} рад).

Имеющиеся методики, однако, практически не позволяют, из-за недостатка чувствительности проводить исследования в области малых доз облучения. В нашей недавней работе [3] предложен принципиально новый метод изучения слабых радиационных

воздействий ($\approx 10^2$ рад)¹⁾, основанный на обнаруженной высокой чувствительности к рентгеновскому облучению кристаллов так называемого магнитоэластического эффекта, исследованного в работах [4–19].

Экспериментально магнитоэластический эффект проявляется в перемещении дислокаций в ряде немагнитных кристаллов (щелочно-галогидные кристаллы, Al, Zn) под действием постоянного магнитного поля в отсутствие механической нагрузки. Средний пробег дислокаций l увеличивается пропорционально времени магнитной обработки образцов t_m и квадрату магнитной индукции B ($l \propto B^2 t_m$), убывая с ростом концентрации C парамагнитной примеси ($l \propto 1/\sqrt{C}$). В кристаллах с преобладанием диамагнитных примесей влияния магнитного поля на подвижность дислокаций не обнаружено. Температурная чувствительность магнитоэластического эффекта незначительна: средний пробег при 4 и 77 К практически одинаков и лишь на 20% уступает среднему пробегу при комнатной температуре.

Практически все основные черты явления находят свое объяснение в рамках концепции спин-зависимых электронных переходов во внешнем магнитном поле. Считается, что магнитное поле порождает эволюцию спинового состояния в системе дислокация — парамагнитный центр, завершающуюся снятием спинового запрета на определенный электронный переход. В результате последнего происходит радикальное изменение конфигурации системы, которое приводит к откреплению дислокации от точечного дефекта и движению под действием существующих внутренних напряжений. При этом полная энергия в системе остается практически неизменной, хотя энергия взаимодействия может даже изменить знак. Подобная идеология лежит в основе теоретической интерпретации целой группы магнитоэластических явлений [20]. Наиболее детально соответствующая теория разработана применительно к описанию магнитного влияния на скорость химических реакций [21].

Все подобные эффекты обусловлены спиновой селективностью определенных переходов или реакций. Например, процесс идет только из синглетного состояния спиновой системы, будучи запрещенным в триплетном состоянии. В этом случае эволюция системы в магнитном поле из триплетного состояния в синглетное ($T_0 - S$ -переход) полностью определяет кинематику магнитного влияния на процесс. Наиболее существенными механизмами $T_0 - S$ -переходов считается Δg -механизм и механизм фазовой парамагнитной релаксации [21]. Первый из них возникает, если частоты ларморовской прецессии взаимодействующих спинов в магнитном поле различаются (например, вследствие небольшой разницы соответствующих g -факторов Ланде). В результате в ходе прецессии спины должны периодически оказываться антипараллельными, что и соответствует $T_0 - S$ -переходу. Частота таких переходов, очевидно, линейна по магнитному полю и при $B \sim 1$ Тл и $\Delta g \sim 10^{-3}$ должна составлять $\nu_{\Delta g} \sim 10^7$ с⁻¹. Второй механизм, определяемый постепенной релаксацией (затуханием) процесса прецессии перпендикулярных магнитному полю компонент намагниченности спинов, обеспечивает $T_0 - S$ -переход, когда спины выстраиваются вдоль (или против) магнитной индукции B . Этот процесс является обычно значительно более медленным, чем Δg -эффект (при разумных значениях параметров — на несколько порядков). Существенно, что соответствующее время фазовой релаксации пропорционально B^{-2} .

Считается установленным, что в магнитоэластических химических реакций

¹⁾ К сожалению, по недоразумению в работе [3] указана доза облучения на порядок большая, чем использованная в эксперименте.

основную роль играет Δg -механизм. С другой стороны, принимая во внимание, что по нашим данным время открепления дислокации от парамагнитного стопора τ_{dp} при $B \sim 1$ Тл составляет порядка 10^{-4} с и пропорционально B^{-2} , мы склонны полагать, что магнитопластический эффект лимитируется фазовой парамагнитной релаксацией.

Из предлагаемой физической модели магнитопластического эффекта вытекают определенные предсказания. В частности, никакие процессы рассматривавшегося типа невозможны в условиях, когда требуемое время спиновой эволюции τ заметно превышает среднее время спин-решеточной релаксации τ_{sl} и тепловые флуктуации в системе интенсивно перемешивают спиновые состояния. В наших условиях $\tau \sim \tau_{dp} \propto B^{-2}$, поэтому должно существовать пороговое магнитное поле B_c , ниже которого магнитопластический эффект исчезает. С другой стороны, при $B > B_c$ температурная зависимость эффекта должна быть незначительной. В нашей недавней работе [11] такое пороговое поле действительно было обнаружено, новый метод определения времени спин-решеточной релаксации в системе дислокация — парамагнитный центр: $\tau_{sl} \cong \tau_{dp}(B_c)$.

Другим следствием рассматриваемой модели должно быть существование критической частоты вращения образца в магнитном поле ν_c , выше которой средний пробег дислокаций l резко уменьшается. Действительно, для того чтобы обсуждаемый механизм работал во вращающемся кристалле, за время спиновой эволюции $\tau \sim \tau_{dp}$ изменение ориентации магнитного поля по отношению к кристаллу $\Delta\varphi = 2\pi\nu\tau_{dp}$, очевидно, должно быть достаточно малым (при $\nu \gg \nu_c$ спины просто «не знают» к какому направлению релаксировать). Такая критическая частота действительно экспериментально наблюдается [5–10]. По нашим данным

$$\nu_c \tau_{dp} \sim 10^{-2} - 10^{-3}.$$

Величина ν_c зависит только от напряженности магнитного поля ($\nu_c \propto B^2$) и типа парамагнитных центров, различаясь также для винтовых и краевых дислокаций. Будучи пропорциональной вероятности элементарного акта отрыва дислокации от точечного дефекта, частота ν_c является фундаментальной характеристикой процесса. Таким образом, по положению ступеньки ($\nu = \nu_c$) на кривой $l(\nu)$ можно судить о сорте парамагнитных стопоров на дислокации. При этом дислокация выступает в роли измерительного инструмента уникальной чувствительности.

В работах [4–11] исследовалось взаимодействие дислокаций с парамагнитными центрами, в роли которых выступали примесные комплексы, присутствующие в кристалле. Известно, что некоторые из дефектов, образующихся в кристалле в процессе облучения, обладают парамагнитными свойствами [22]. Они наряду с примесными парамагнитными центрами образуют спектр магниточувствительных стопоров, с которыми дислокация взаимодействует в магнитном поле. Предложенный нами в [3] метод, основанный на измерениях зависимости $l(\nu)$ для различных доз облучения, позволяет разделить вклады различных стопоров в дислокационное торможение. В результате проведенных исследований оказалось возможным проследить за откреплением дислокаций от различных типов модифицированных в результате облучения примесных центров.

Целью настоящей работы является дальнейшее изучение влияния предварительного рентгеновского облучения малыми дозами на магнитопластический эффект в кристаллах NaCl и LiF. Ниже представлены результаты экспериментального исследования магнитопластического эффекта в облученных кристаллах, различных по примесному составу. Как мы увидим, существует определенная специфика взаимодействия винтовых и краевых дислокаций с примесно-радиационными дефектами.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились на кристаллах NaCl трех типов: NaCl-1 — предел текучести $\tau = 150$ кПа, концентрация примеси Ca $C_{Ca} = 0.5$ ppm, NaCl-2 — $\tau = 500$ кПа, $C_{Ca} \cong 10$ ppm, NaCl-3 (модификация кристаллов NaCl-2 с дополнительным введением примеси Ni) — $\tau = 360$ кПа, $C_{Ni} \cong 0.06$ ppm, а также на кристаллах LiF — $\tau = 300$ кПа, общая концентрация примесей 0.5 ppm.

Предварительно отожженные образцы размером $3 \times 4 \times 7$ мм³ облучались на рентгеновской установке ИРИС-М от Mo-источника с длиной волны $\lambda = 0.7$ Å. Напряжение и ток на трубке $U = 45$ кВ, $I = 35$ mA соответственно, время облучения $t_r = 5$ –30 с. Доза облучения, набираемая образцом в единицу времени, составляла примерно 10 рад/с. Экспериментально измеренный коэффициент сквозного прохождения рентгеновских лучей для использовавшихся образцов NaCl — 70–80%, для LiF — 60–70%. Окрашивания образцов в результате облучения не происходило.

После облучения в образец ударом вводились свежие дислокации и он помещался в постоянное ($B = 0.3$ – 0.6 Тл) или переменное по направлению магнитное поле, создаваемое вращением образца в постоянном магнитном поле с частотой $\nu = 0$ –200 Гц. Время магнитной обработки варьировалось в диапазоне $t_m = 5$ –40 мин. Выдержка кристаллов в магнитном поле осуществлялась в затемненных условиях, чтобы избежать высвечивания радиационных дефектов. В экспериментах по разрушению радиационных дефектов облученный образец высвечивался под вольфрамовой лампой накаливания в течение $t_i = 15$ –300 мин, затем в него вводились дислокации и он помещался в магнитное поле.

Начальное и конечное положения дислокаций определялись методом избирательного химического травления. В ходе контрольных экспериментов фиксировался средний статистический пробег дислокаций на различных гранях образца. Величина среднего пробега оказалась примерно одинаковой на передней (ближней к источнику излучения), задней и боковых поверхностях кристалла. Из-за невозможности построения достаточного представительных гистограмм для винтовых дислокаций в NaCl в этих кристаллах наблюдение осуществлялось только за краевыми дислокациями. В кристаллах LiF все зависимости получены как для краевых, так и для винтовых дислокаций.

Исследования спектров пропускания облученных образцов проводились на фурье-спектрометре IFS-113v для ИК-диапазона ($\lambda = 2$ –25 мкм) и на спектрофотометре Hitachi для видимого ($\lambda = 364$ –2500 нм) и УФ ($\lambda = 185$ –360 нм) диапазонов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Оптические исследования образцов, проведенные в широком диапазоне длин волн (от ИК до УФ), показали нечувствительность приборов к использованным нами малым дозам облучения. Лишь увеличение дозы облучения образца на два порядка (до 10^4 рад) позволило обнаружить полосы поглощения, соответствующие F-центрам, и увеличение пропускания (на 5–20%) в ИК-области. Однако магнитопластический эффект оказался чувствительным к малым структурным изменениям, вызванным дозами облучения порядка 10^2 рад.

Проведенные исследования показали, что в облученных кристаллах сохраняется линейное нарастание среднего пробега дислокаций l со временем t_m магнитной обработки и квадратом индукции магнитного поля: $l = l_0 + kB^2t_m$, где l_0 — фоновое значение

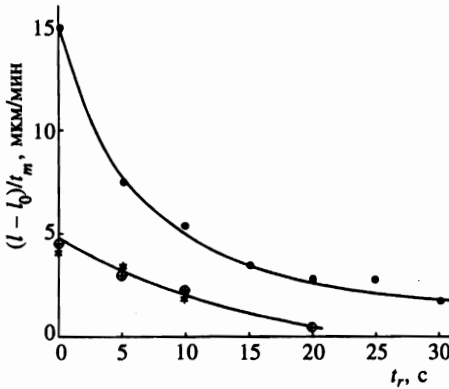


Рис. 1. Зависимости эффективной скорости дислокаций $(l - l_0)/t_m$ от времени облучения образца t_r ; $B = 0.5$ Тл, ● — NaCl-1, * — LiF (краевые), ⊕ — LiF (винтовые) дислокации

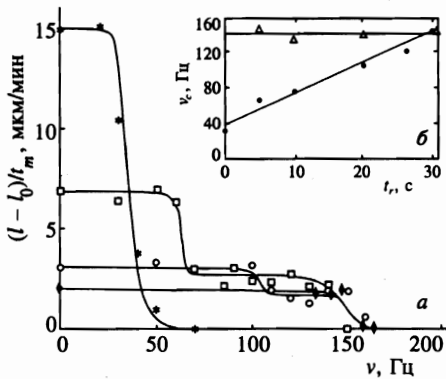


Рис. 2. а — Зависимости эффективной скорости дислокаций $(l - l_0)/t_m$ от частоты вращения образца в магнитном поле ν в кристаллах NaCl-1 для различных времен облучения t_r ; $B = 0.5$ Тл, * — $t_r = 0$, □ — $t_r = 5$ с, ○ — $t_r = 20$ с, ◆ — $t_r = 30$ с. б — Зависимости критических частот ν_{c1} (●) и ν_{c2} (Δ) в кристаллах NaCl-1 от времени облучения t_r ; $B = 0.5$ Тл

пробега, существующее и при $B = 0$ и связанное с вытравливанием приповерхностных стопоров [23]. Коэффициент пропорциональности k монотонно убывает с ростом дозы облучения, что показано на рис. 1, где для кристаллов NaCl-1 и LiF построены зависимости эффективной скорости дислокаций $V = (l - l_0)/t_m = kB^2$ от времени облучения t_r при фиксированном магнитном поле $B = 0.5$ Тл. Такие зависимости отражают постепенное изменение спектра точечных дефектов под облучением, но не дает информации об их возможных типах.

Как мы уже отмечали, согласно [3], для получения такой информации более плодотворными являются измерения среднего пробега l в образцах, вращающихся в магнитном поле, в зависимости от частоты вращения ν . Такие измерения, проведенные на всех указанных выше типах кристаллов, показали, что рентгеновское облучение образцов даже в течение нескольких секунд радикально меняет зависимость $l(\nu)$. На рис. 2а представлены зависимости эффективной скорости $V = (l - l_0)/t_m$ от частоты ν для необлученного и облученного кристалла NaCl-1. Как видно из рисунка, облучение не только уменьшает пробеги, но превращает одноступенчатую кривую $V(\nu)$ в двухступенчатую. Появление второй ступеньки свидетельствует о рождении под облучением нового магнитоактивного типа стопоров. Существенно, что первая и вторая ступеньки по-разному реагируют на увеличение дозы. На рис. 2 показано, что увеличение времени облучения кристаллов NaCl-1 от $t_r = 5$ с до $t_r = 30$ с не влияет на положение второй

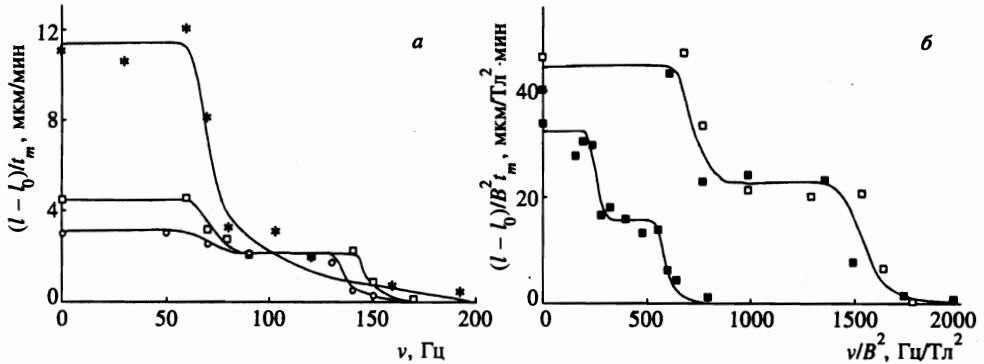


Рис. 3. а — Зависимости эффективной скорости дислокаций $(l - l_0)/t_m$ от частоты вращения образца в магнитном поле ν в кристаллах NaCl-3 для различных времен облучения t_r ; $B = 0.3 \text{ Тл}$, * — $t_r = 0$, \square — $t_r = 5 \text{ с}$, \circ — $t_r = 20 \text{ с}$. б — Частотная зависимость эффективной скорости дислокаций в кристаллах NaCl-2 и NaCl-3, нормированная на квадрат величины магнитного поля; $t_r = 5 \text{ с}$, \boxtimes — NaCl-2, $B = 0.5 \text{ Тл}$; \blacksquare — NaCl-3, $B = 0.2 \text{ Тл}$; \square — NaCl-3, $B = 0.3 \text{ Тл}$

критической частоты $\nu_{c2} \approx 150 \text{ Гц}$ при $B = 0.5 \text{ Тл}$. В то же время, первая ступенька по мере увеличения дозы облучения постепенно расширяется, а соответствующая ей критическая частота ν_{c1} растет, достигая при $t_r = 30 \text{ с}$ значения $\nu_{c1} \approx \nu_{c2}$ (рис. 2а, б). На кристаллах NaCl-2 наблюдается аналогичная картина.

Несколько иначе обстоит дело с кристаллами NaCl-3. Согласно [9, 10], даже необлученные, они значительно более магниточувствительны, чем NaCl-2. Магнитопластический эффект в них при прочих равных условиях характеризуется более высокими относительными плотностями подвижных дислокаций, большими их пробегами и меньшим временем задержки на парамагнитных стопорах, т.е. большей критической частотой ν_c (примерно в 6–7 раз). По-видимому, это связано со встраиванием атомов Ni в процессе роста кристалла NaCl в Ca-комплексы, что может приводить как к усилению магнитных свойств комплексов, так и к изменению их характерного размера, а значит и концентрации. В облученных кристаллах NaCl-3 на зависимости $V(\nu)$ также возникают две ступеньки (рис. 3). Однако на этот раз не только вторая, но и первая критическая частота не чувствительна к дозе облучения, т.е. $\nu_{c1} = \nu_c$ (рис. 3а). Существенно, что частота ν_{c1} для NaCl-3 практически совпадает с частотой ν_{c2} для NaCl-2 (рис. 3б) и NaCl-1. Вторая критическая частота ν_{c2} для NaCl-3 почти втрое больше первой и не имеет аналога в кристаллах NaCl-1 и NaCl-2. Таким образом, спектр парамагнитных стопоров в NaCl оказывается очень чувствительным к малым добавкам примеси Ni.

Для изучения влияния типа дислокаций на процесс их взаимодействия с магниточувствительными стопорами магнитопластический эффект исследовался в кристаллах LiF, в которых возможно построить полные гистограммы пробегов как для краевых, так и для винтовых дислокаций. В облученных кристаллах LiF ($t_r = 5 \text{ с}$) для краевых дислокаций наблюдается ряд общих закономерностей, типичных для NaCl: двухступенчатый характер зависимости $V(\nu)$ и соотношение критических частот $\nu_c < \nu_{c1} < \nu_{c2}$ (рис. 4а). С увеличением дозы облучения вторая критическая частота не меняется (так же, как в NaCl) и равна $\nu_{c2} \approx 115 \text{ Гц}$ при $B = 0.5 \text{ Тл}$. Величина первой критической частоты практически одинакова для времен облучения 5 и 10 с ($\nu_{c1} = 55 \text{ Гц}$), однако увеличение

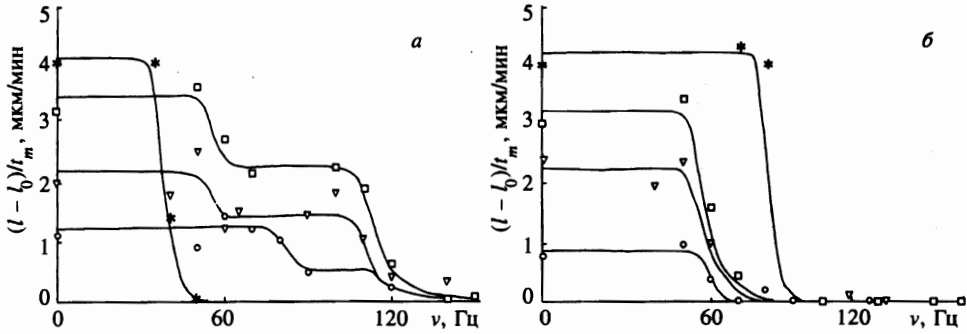


Рис. 4. Зависимости эффективной скорости дислокаций $(l - l_0)/t_m$ от частоты вращения образца в магнитном поле ν в кристаллах LiF для различных времен облучения t_r ; $B = 0.5$ Тл, * — $t_r = 0$; \square — $t_r = 5$ с; ∇ — $t_r = 10$ с; \circ — $t_r = 20$ с; а — краевые дислокации, б — винтовые дислокации

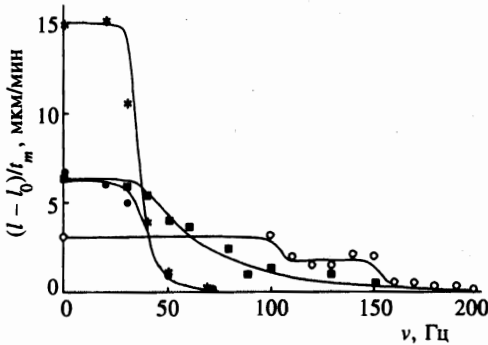


Рис. 5. Зависимости эффективной скорости дислокаций $(l - l_0)/t_m$ от частоты вращения образца в магнитном поле ν в облученных кристаллах NaCl-1 для различных времен высвечивания t_l ; $B = 0.5$ Тл, * — $t_r = 0$, $t_l = 0$; \circ — $t_r = 20$ с, $t_l = 0$; \boxtimes — $t_r = 20$ с, $t_l = 60$ мин; \bullet — $t_r = 20$ с, $t_l = 300$ мин

времени облучения до $t_r = 20$ с приводит к росту ν_{c1} примерно до 85 Гц. К сожалению, измерения не проводились при $t_r > 20$ с, поскольку при дальнейшем увеличении дозы, как видно из рис. 1, пробеги дислокаций в этих кристаллах уменьшаются практически до фоновых значений.

Винтовые дислокации в LiF реагируют на облучение совершенно иначе (рис. 4б): сохраняется одноступенчатая зависимость $V(\nu)$, в облученных кристаллах критическая частота ν_{c1} меньше ν_c , в диапазоне использованных времен облучения $t_r = 5-20$ с не наблюдается заметной чувствительности величины ν_{c1} к дозе облучения, т.е. вся динамика перехода от ν_c к ν_{c1} происходит при дозах, отвечающих $t_r < 5$ с.

Эксперименты по высвечиванию радиационных дефектов проводились на кристаллах NaCl-1 и LiF. Образцы образцах NaCl-1 после облучения освещались вольфрамовой лампой в течение $t_r = 5$ с [3] и $t_r = 20$ с (рис. 5). В обоих случаях наблюдается качественно одинаковая картина распада радиационных дефектов. Первоначально освещение приводит к исчезновению второй ступеньки, при этом первая ступенька имеет очень «длинный хвост», середина которого расположена между значениями ν_c и ν_{c1} . Дальнейшая выдержка на свету образцов приводит к восстановлению критической частоты ν_c , соответствующей необлученному кристаллу. В образцах NaCl-1, облученных в течение $t_r = 5$ с, полное восстановление ν_c происходит за время высвечивания $t_l = 60$ мин [3].

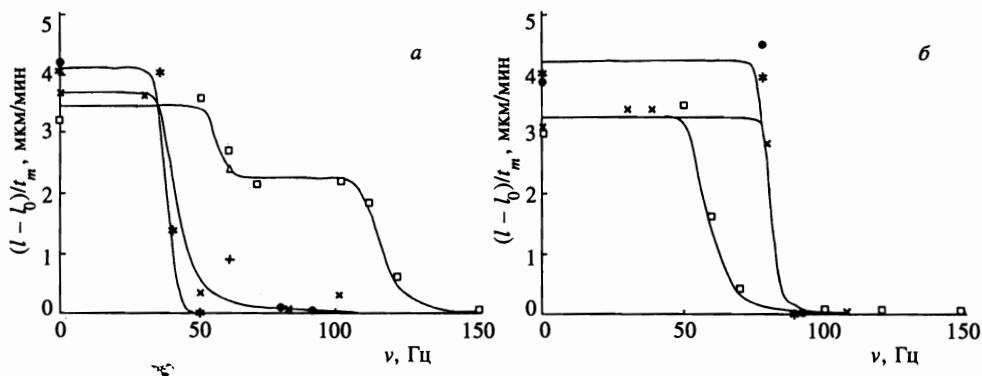


Рис. 6. Зависимости эффективной скорости дислокаций $(l-l_0)/t_m$ от частоты вращения образца в магнитном поле ν в кристаллах LiF для различных времен высвечивания t_l ; $B = 0.5$ Тл, $t_r = 0$, $t_l = 0$. *a* — Краевые дислокации, $t_r = 5$ с: \square — $t_l = 0$; Δ — $t_l = 30$ мин; $+$ — $t_l = 60$ мин; \times — $t_l = 120$ мин; *б* — винтовые дислокации, $t_r = 5$ с: \square — $t_l = 0$; \times — $t_l = 120$ мин; \otimes — $t_l = 180$ мин

При двадцатисекундном облучении образцов критическая частота восстанавливается за время $t_l = 300$ мин (рис. 5). Обнаружено, что в обоих случаях пробег дислокаций на полочке (при $\nu < \nu_c$) не возвращается до уровня, соответствующего пробегу в необлученных кристаллах, оставаясь примерно вдвое ниже исходного значения. Максимальная величина пробега дислокаций на полочке достигается задолго до восстановления критической частоты, и дальнейшее увеличение времени высвечивания на нее практически не влияет.

Эксперименты по высвечиванию облученных кристаллов LiF (при $t_r = 5$ с) показывают, что в отличие от NaCl, освещения светом вольфрамовой лампы в течение одного часа недостаточно для высвечивания всех радиационных магниточувствительных дефектов (рис. 6). И только увеличение времени высвечивания до $t_l = 120$ мин приводит к восстановлению критической частоты необлученного кристалла для краевых (рис. 6*a*) и винтовых (рис. 6*б*) дислокаций. Существенно, что как для краевых, так и для винтовых дислокаций продолжение освещения кристалла (до $t_l = 180$ мин) приводит к восстановлению не только ширины ступеньки, но и исходного уровня среднего пробега l при $\nu < \nu_c$. Напомним, что в NaCl-1 при наших условиях освещения средний пробег дислокаций после высвечивания не превышал половины от его значения в необлученном кристалле (рис. 5).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, частотная зависимость дислокационных пробегов в облученных образцах, вращающихся в магнитном поле, действительно оказывается весьма чувствительным индикатором слабых радиационных воздействий на кристалл. Более информативными представляются эксперименты с краевыми дислокациями. Во всяком случае, в кристаллах LiF зависимости $V(\nu)$ (рис. 4*б* и 6*б*) для винтовых дислокаций в облученных образцах не образуют второй ступеньки. Если думать, что каждая ступенька отвечает определенному типу стопоров, закрепляющих дислокации, то двухступенча-

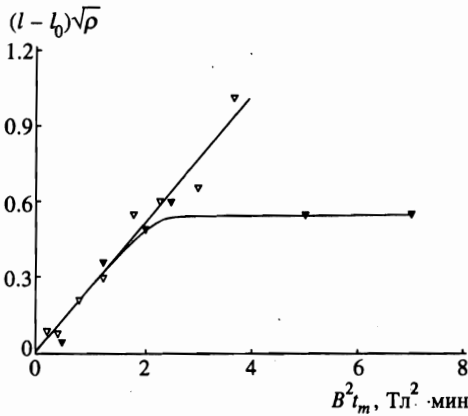


Рис. 7. Зависимость среднего дислокационного пробега, нормированного на плотность дислокаций леса, от величины $B^2 t_m$ в кристаллах NaCl-1; $t_r = 10$ с ∇ — $\nu < \nu_{c1}$, \blacktriangledown — $\nu_{c1} < \nu < \nu_{c2}$

тые кривые $V(\nu)$ для краевых дислокаций, измеренные во всех исследованных кристаллах, свидетельствуют о генерации в результате облучения новых закрепляющих центров («прозрачных» в LiF для винтовых дислокаций).

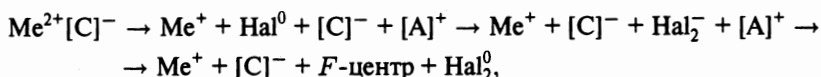
Обсудим кинематическую схему движения дислокаций, допускающую появление после облучения второй ступеньки на зависимости $V(\nu)$. Отметим, что вводимые в необлученный кристалл свежие дислокации, на которых построены все измерения, останавливаются лишь в тех местах, где дальнедействующие напряжения недостаточны для отрыва их от примесных комплексов. Как следует из работ [5–10], в этих кристаллах при $\nu_c < \nu$ спин-зависимые переходы в примесных комплексах, закрепляющих дислокации, прекращаются, а с ними прекращается и движение дислокаций. В облученных кристаллах свежие дислокации могут останавливаться и в более напряженных местах, поскольку их удерживают, наряду с примесными комплексами, новые радиационные дефекты. При $\nu_{c1} < \nu < \nu_{c2}$ в магнитном поле «выключаются» только новые стопоры. Этого оказывается достаточно для открепления части дислокаций из наиболее напряженных мест в кристалле. По мере их движения распределение дальнедействующих напряжений меняется, что может приводить к вовлечению в движение и других дислокаций. Так появляется вторая полочка на зависимости $V(\nu)$. И только при $\nu > \nu_{c2}$ все магнитные эффекты открепления исключаются и движение дислокаций прекращается.

Если предложенная схема верна, то можно ожидать, что при $\nu_{c1} < \nu < \nu_{c2}$ пробег насыщения (при больших значениях B и t_m), отвечающий релаксации не всей дислокационной структуры, а лишь части дислокаций, стартовавших из наиболее напряженных мест, должен заметно уступать по величине среднему пробегу дислокаций при $\nu < \nu_{c1}$ (при тех же значениях $B^2 t_m$), когда в движении участвуют практически все свежевведенные дислокации. Именно такое поведение дислокаций демонстрирует рис. 7, на котором приведены измеренные для кристалла NaCl-1 зависимости среднего пробега, нормированного на среднее расстояние $1/\sqrt{\rho}$ между дислокациями «леса» (ρ — их плотность), от $B^2 t_m$ для двух упомянутых случаев. Это же отражается в экспериментальных гистограммах дислокационных пробегов, которые при прочих равных параметрах значительно шире на первой полочке зависимости $l(\nu)$, чем на второй.

Природа нового типа стопоров, возникающих под облучением, вряд ли может быть однозначно расшифрована на основании только приведенных выше экспериментальных данных. Однако накопленные к настоящему времени знания об образовании в

щелочно-галогидных кристаллах радиационных дефектов при малых дозах облучения позволяют выдвинуть ряд вполне правдоподобных предположений, объясняющих приведенные выше результаты наших измерений.

Известно [24], что примеси редкоземельных и щелочноземельных металлов, имеющие низкий второй ионизационный потенциал, под действием облучения образуют сложные радиационные дефекты — Z -центры, в которые, кроме примесного иона, входят катионная вакансия и F -центр. Согласно [25], в результате облучения щелочно-галогидных кристаллов, содержащих такие примеси, комплекс $Me^{2+} +$ катионная вакансия $[C]^-$ может перестроиться, при этом образуется Z -центр и межузельная молекула галогена Hal_2^0 :



где $[A]^+$ — анионная вакансия. Са и Mg, являющиеся основными примесями в кристаллах NaCl-1,2 и LiF соответственно, как раз и относятся к их числу. В отличие от атомов Са и Mg, примесь Ni в NaCl-3 имеет достаточно высокий второй ионизационный потенциал и Z -центр обычно не образует. Известно также, что в кристаллах с примесью Ni подавлено образование F -центров при малых дозах облучения [26, 27]. Примесь Ni выступает в роли электронной ловушки, т. е. под действием облучения происходит изменение валентного состояния Ni [26–30]:



Естественно предположить, что в исследованных кристаллах NaCl-1,2 и LiF новым типом стопоров, ответственным за вторую ступеньку на зависимости $l(\nu)$, являются Z -центры, образованные на одиночных примесных атомах, которые в обычном состоянии, по-видимому, являются слишком слабыми препятствиями для движения дислокаций по сравнению с примесными комплексами. Последние под облучением постепенно также «набиваются» Z -центрами, что отражается в расширении первой ступеньки ($\nu_{c1} \rightarrow \nu_{c2}$), приводящем в конечном счете к ее слиянию со второй (рис. 2а, б). В кристаллах NaCl-3 первая ступенька уже в исходном состоянии (до облучения) характеризуется критической частотой ν_{c1} примерно равной частоте ν_{c2} для кристаллов NaCl-2 (рис. 3б) и NaCl-1. Мы не готовы сейчас обсуждать механизм столь сильного «каталитического» влияния атомов Ni на состояние комплексов Са, куда они, по-видимому, входят. Можно лишь констатировать, что оно оказывается эквивалентным по результату самому длительному в наших экспериментах облучению кристаллов NaCl-1 ($t_r = 30$ с). В то же время понятно, что Z -центры на одиночных атомах Са, образующиеся при облучении кристаллов NaCl-3, не могут проявиться в отдельной ступеньке, ибо отвечающая им критическая частота практически совпадает с частотой радиационно стойких примесных комплексов. Что же касается второй ступеньки на зависимости $l(\nu)$ в кристаллах NaCl-3, то она, по-видимому, связана с изменившими свою валентность под облучением одиночными примесными атомами Ni.

Заметим, что для краевых дислокаций образующиеся под облучением новые стопоры и изменяющие свое состояние старые комплексы характеризуются повышением критической частоты, т. е. уменьшением времени задержки на стопоре по сравнению с исходным уровнем. Для винтовых дислокаций в LiF мы обнаружили прямо противоположную тенденцию: уменьшение критической частоты под облучением вместе с вероятностью отрыва дислокации от парамагнитного комплекса (рис. 4б).

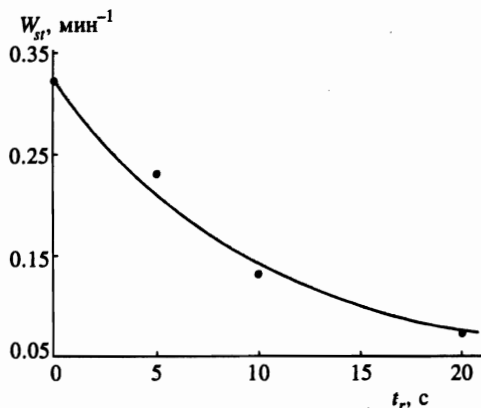


Рис. 8. Зависимость вероятности старта дислокаций W_{st} в кристаллах NaCl-1 от времени облучения образцов t_r .

Несмотря на сокращение времени задержки краевых дислокаций на отдельных парамагнитных стопорах в облученных кристаллах, их средняя скорость $V = (l - l_0)/t_m$ с ростом дозы облучения уменьшается (см. рис. 1). Ничего парадоксального в этом нет: во-первых, появляются дополнительные парамагнитные центры, ответственные за вторую ступеньку на кривой $V(\nu)$, во-вторых, под облучением образуются также и немагниточувствительные радиационные дефекты, замедляющие дислокационное движение. Это особенно наглядно видно на рис. 4б, относящемся к винтовым дислокациям, где при увеличении дозы облучения от 5 до 20 с, величина ν_{c1} не меняется, а скорость на полочке ($\nu_c < \nu_{c1}$) падает в три раза. Те же немагниточувствительные дефекты, не высвеченные при использованных нами временах освещения кристаллов, ответственны в NaCl-1 (рис. 5) за неполное восстановление высоты первой ступеньки, в отличие от ее ширины. Одной из количественных характеристик, непосредственно связанных с концентрацией подобных дефектов, является вероятность старта W_{st} дислокации [5, 7], которая может быть получена из экспериментальных данных по зависимости плотности подвижных дислокаций ρ_m в облученных кристаллах от времени магнитной обработки t_m , основываясь на простой формуле [5]: $\rho_m/\rho_0 = 1 - \exp(-W_{st}t_m)$, где ρ_0 — плотность свежевведенных дислокаций. Величина W_{st} обратно пропорциональна характерному времени t_{st} до отрыва дислокации от немагнитных стопоров после открепления ее от парамагнитных центров. На рис. 8 видно, что за 20 с облучения кристаллов NaCl-1 вероятность старта дислокации уменьшилась в 4 раза по сравнению с необлученным образцом.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных исследований показано, что с помощью магнитоэластического эффекта можно выделить вклад в дислокационное торможение стопоров различной природы, как вновь образованных, так и измененных в результате облучения, а также проследить за основными этапами изменения состояния стопоров по мере увеличения дозы облучения или в процессе высвечивания облученных образцов. Проведенные исследования продемонстрировали уникальную чувствительность магнитоэластического эффекта к малым дозам облучения.

Авторы благодарны В. Л. Инденбому, А. А. Урусовской, А. В. Шульдинеру за полезное обсуждение результатов, В. П. Киселю, Е. Б. Рудневой, И. Л. Смольскому, В. М. Чернову за методическую помощь в работе, а также Л. М. Соيفеру за предо-

ставленные кристаллы LiF. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-03920-а).

Литература

1. N. Itoh, *Adv. Physics* **31**, 491 (1982).
2. Ч. Б. Лушик, А. Ч. Лушик, *Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах*, Наука, Москва (1989), с. 263.
3. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 352 (1995).
4. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина, А. А. Урусовская, *ФТТ* **29**, 467 (1987).
5. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, *ФТТ* **33**, 3001 (1990).
6. В. И. Альшиц, Р. Воска, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, *ФТТ* **35**, 70 (1993).
7. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, *ФТТ* **35**, 320 (1993).
8. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, and E. A. Petrzhih, *Mat., Sci. and Eng. A* **164**, 322 (1993).
9. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **57**, 2 (1993).
10. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, O. L. Kazakova et al., *J. of Alloys and Compounds* **211/212**, 548 (1994).
11. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова и др., *Письма в ЖЭТФ* **63**, 629 (1996).
12. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 189 (1993).
13. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, *ФТТ* **35**, 2582 (1993).
14. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, *ФТТ* **37**, 1239, 1352, 2118 (1995).
15. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 11 (1995).
16. Yu. I. Golovin, R. B. Morgunov, and A. V. Tutunnik, *Phys. Stat. Sol. (b)* **189**, 1 (1995).
17. М. И. Молоцкий, *ФТТ* **33**, 3112 (1991).
18. М. И. Молоцкий, *ФТТ* **35**, 11 (1993).
19. M. I. Molotskii, R. E. Kris, and V. Flerov, *Phys. Rev. B* **151**, 12531 (1995).
20. Я. Б. Зельдович, А. Л. Бучаченко, Е. Л. Франкевич, *УФН* **155**, 3 (1988).
21. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. З. Саликов, *Магнитные спиновые эффекты в химических реакциях*, Новосибирск: Наука (1978), с. 296.
22. L. F. Mollenauer, S. Pan, and J. Winnacker, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1643 (1971).
23. В. Б. Парийский, А. И. Ландау, В. И. Старцев, *ФТТ* **5**, 1377 (1963).
24. S. Radhakrishna and B. V. R. Crowdari, *Phys. Stat. Sol. (a)* **14**, 11 (1972).
25. J. H. Crawford and C. M. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 314 (1960).
26. W. Naeys, *J. Appl. Phys.* **33**, 329 (1962).
27. W. Naeys and J. Wilkens, *Proc. Roy. Soc. A* **281**, 340 (1964).
28. М. Л. Кац, В. З. Семенов, *Опт. и спектр.* **4**, 637 (1958).
29. И. А. Парфианович, *Опт. и спектр.* **6**, 189 (1959).
30. М. Л. Кац, *Люминесценция и электронно-дырочные процессы в фотохимически окрашенных кристаллах щелочно-галогидных соединений*, Саратов: Изд-во Саратовского университета (1960), с. 109.