

Дислокационное зондирование состояния дефектов решетки, возбужденных импульсом магнитного поля в ионных кристаллах

© Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов, В.А. Киперман, Д.А. Лопатин

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,
392622 Тамбов, Россия

(Поступила в Редакцию 17 июня 1996 г.

В окончательной редакции 11 ноября 1996 г.)

Приведены результаты исследования влияния импульсного магнитного поля на состояние линейных и точечных дефектов ионных кристаллов. При различных амплитудах (1–7 Т) и длительностях импульса поля ($3 \cdot 10^{-5} - 10^2$ с) в интервале температур 77–400 К исследованы кинетика перехода дефектов в новое состояние и их релаксация после выключения поля. Установлено, что релаксация состояний точечных дефектов носит преимущественно рекомбинационный характер, а изменение состояний дислокаций и точечных дефектов вносит неаддитивный вклад в изменение подвижности дислокаций. Экспозиция кристалла в магнитном поле приводит к увеличению подвижности дислокаций при механическом нагружении образца и уменьшению их смещений под действием повторного импульса поля.

В работах многих авторов отмечалось влияние импульсного магнитного поля (ИМП) на физические процессы в ионных, полупроводниковых и диамагнитных металлических кристаллах. В ионных кристаллах его действие может приводить к перемещению краевых дислокаций [1], изменению растворимости кристаллов [2], разрушению крупных комплексов точечных дефектов [3]. В полупроводниках ИМП способно стимулировать длительные релаксационные процессы, сопровождающиеся изменением структуры поверхности [4], электропроводности и параметра решетки [5,6]. В металлических кристаллах наблюдаются смещение дислокаций [7] и изменение коэффициента диффузии [8]. Перечисленные эффекты интересны тем, что энергия, сообщаемая кристаллу ИМП, как правило, на несколько порядков величины меньше тепловой энергии атомов при температуре опыта, и, следовательно, роль ИМП может заключаться не в силовом влиянии на элементы структуры кристалла, а в снятии квантовых запретов, имеющих в отсутствие поля, или эффективном накоплении и перераспределении низкоэнергетических актов действия поля. В настоящей работе предполагается установить объекты в ионных кристаллах, подверженные действию ИМП, и исследовать влияние длительности и амплитуды ИМП на процессы эволюции их состояний, а также кинетику релаксационных процессов, стимулированных в кристаллах полем.

В экспериментах использовались монокристаллы NaCl, содержащие примеси Ca и Pb с концентрациями $\sim 10^{-2}$ mol.% и имеющие предел текучести $\sigma_y \approx 1.5 \cdot 10^6$ Pa, а также легированные примесью Ga (10^{-3} , 10^{-2} и $3 \cdot 10^{-2}$ mol.%) и номинально чистые монокристаллы KCl и LiF размером $5 \times 5 \times 5$ mm. О состоянии дефектов в кристаллах после экспозиции в ИМП судили по подвижности дислокаций, продвигаемых по кристаллу внешними механическими напряжениями или повторным ИМП. При этом дислокации служили зондами атомарных масштабов, чувствительными как к собственному состоянию, так и к состоянию дефектов в

плоскости скольжения. Смещение дислокаций определялось по их начальному и конечному положению, определяемому методом двойного избирательного травления. Одиночные импульсы магнитного поля амплитудой B до 77 Т и длительностью t_p от $3 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-2} с генерировались путем разряда батареи конденсаторов на катушку индуктивности. Импульсы длительностью $1-10^2$ с имели амплитуду до 2.2 Т и создавались с помощью электромагнита с регулируемым током. Форма ИМП во всех случаях была близка к форме одного полупериода синусоиды, за исключением опытов, в которых $t_p > 10$ s (в них форма импульса была близка к прямоугольной). Сжимающие импульсы механических напряжений, прикладываемые для измерения подвижности дислокаций, были одинаковыми во всех опытах и имели прямоугольную форму (длительность фронта 10 ms, длительность импульса 200 ms, амплитуда $\sigma = 3 \cdot 10^5$ Pa). Свежие дислокации вводились в кристалл стандартным методом нанесения царапин на поверхность кристалла. "Старение" дислокаций при $T = 293$ К не изменяло их подвижности в течение 4 h после введения. Как было установлено в серии опытов, в которой образцы экранировались проводящей фольгой, электрическое поле (ЭП), создаваемое подводными кабелями в соленоиде, не влияло на движение дислокаций и не отражалось на результатах проведенных экспериментов.

Как и для кристаллов NaCl в [1], в наших опытах наблюдалось смещение свежевведенных краевых дислокаций в кристаллах LiF, KCl и NaCl без внешней механической нагрузки в результате воздействия на кристаллы одиночного ИМП. В номинально чистых кристаллах NaCl пробег L_f , вызванный ИМП (за вычетом обусловленных вытравливанием приповерхностных стопоров смещений, одинаковых во всех опытах и равных $10 \pm 1 \mu\text{m}$), зависел от амплитуды ИМП (рис. 1), причем зависимость $L_f(B)$ с хорошей точностью могла быть аппроксимирована функцией вида $L_f \sim \exp(B^2)$. Установлено, что ИМП стимулировало равновероятное смещение дислокаций во всех плоскостях скольжения

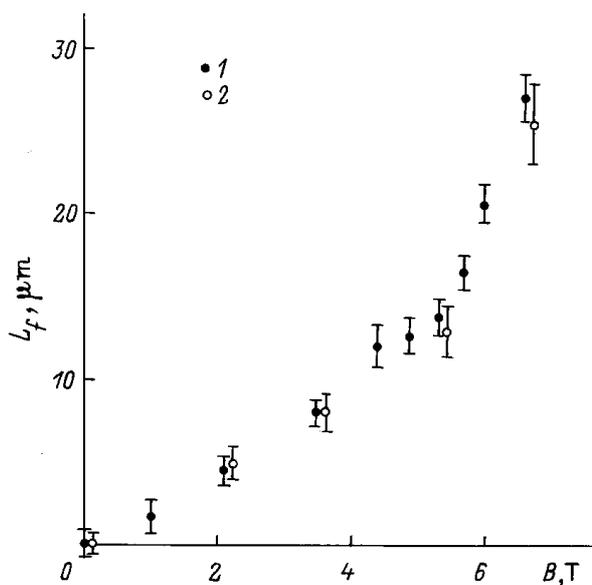


Рис. 1. Зависимость средних пробегов дислокаций, вызванных ИМП (L_f) от амплитуды импульса (длительность импульса $t_p = 10^{-2}$ s) при различных ориентациях \mathbf{B} по отношению к вектору Бюргера дислокаций \mathbf{b} . (1 — $\mathbf{B} \perp \mathbf{b}$; 2 — $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$) в номинально чистых кристаллах NaCl.

независимо от ориентации поля B по отношению к линии дислокации (рис. 1). Величина L_f уменьшалась с ростом концентрации примеси Са в кристалле, так же как и плотность сдвинувшихся дислокаций (рис. 2). Варьирование длительности ИМП t_p в диапазоне $3 \cdot 10^{-5} - 10^2$ s позволило установить, что зависимость $L_f(t_p)$ не имеет особенностей (например, максимумов, описанных в [9] при наблюдении смещения дислокаций в ЭП различной длительности, или переходов на другую зависимость $L_f(B)$), которые могли бы свидетельствовать о проявлении вклада вихревого ЭП, напряженность которого E при самом коротком ИМП ($t_p = 3 \cdot 10^{-5}$ s) составляла $\sim 2 \cdot 10^2$ V/m (рис. 3). Методом наименьших квадратов установлено, что наилучшее спрямление $L_f(t_p)$ достигается в координатах $L_f, \lg(t_p)$. Отметим, что в полулогарифмических координатах независимо от амплитуды ИМП экстраполяция зависимостей $L_f = A \lg(t_p/\tau)$ в область пересечения с осью t_p приводит к одинаковой (в пределах точности эксперимента) критической длительности ИМП ($\tau \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ s), при которой смещения дислокаций не происходило бы совсем (рис. 3).

Использование методики непрерывного травления образцов в процессе действия поля, в которой время вытравливания дислокационных ямок минимального (разрешаемого микроскопом) размера более чем на порядок превышало t_p , позволило обнаружить на поверхности номинально чистых кристаллов NaCl "дорожки" плоскостных дислокационных ямок. Это свидетельствует о том, что дислокации двигались с остановками, а время их движения значительно превышало t_p , т.е. движение дислокаций происходило в основном после того, как

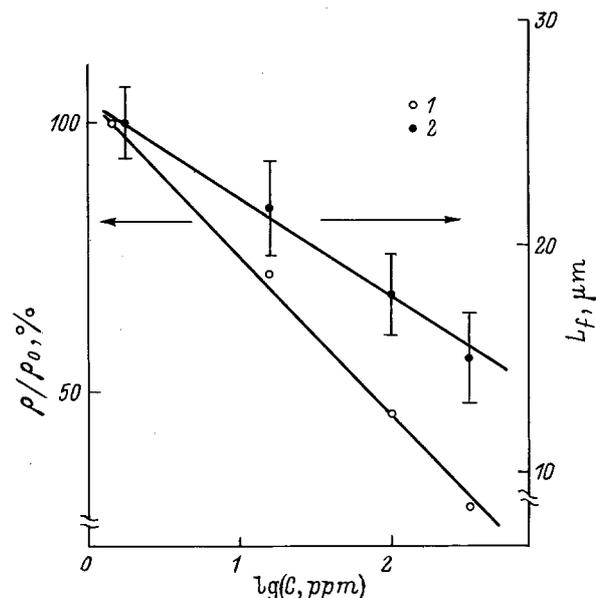


Рис. 2. Зависимость средней плотности сместившихся в ИМП дислокаций (ρ) (нормированной на плотность дислокаций, сместившихся при экспозиции в ИМП в номинально чистых кристаллах NaCl (ρ_0)) (1) и их среднего пробега (L_f) (2) от концентрации примеси Са в монокристаллах NaCl.

импульс магнитного поля заканчивался. Поэтому можно предполагать, что он вызывал в кристалле остаточные изменения. Для проверки этого предположения производилась серия опытов, в которой через время $t = 1$ min после обработки в ИМП кристалла со свежевведенными дислокациями образец подвергался механическому импульсу сжатия. При этом средняя длина пробега дислока-

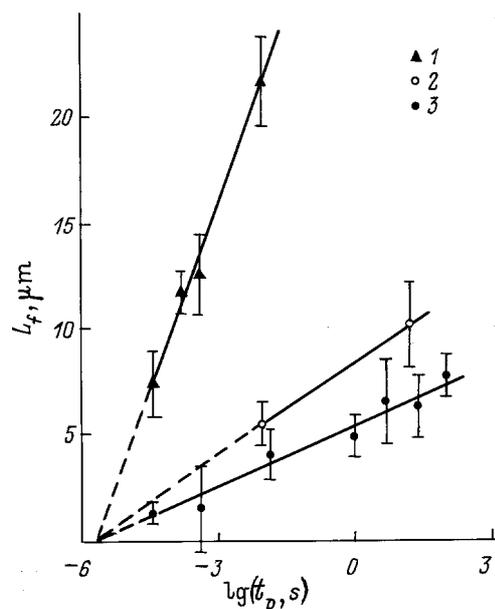


Рис. 3. Зависимость среднего пробега дислокаций в NaCl от длительности импульса магнитного поля (t_p) при разных амплитудах ИМП. B (Т). 1 — 7, 2 — 2.2, 3 — 1.7.

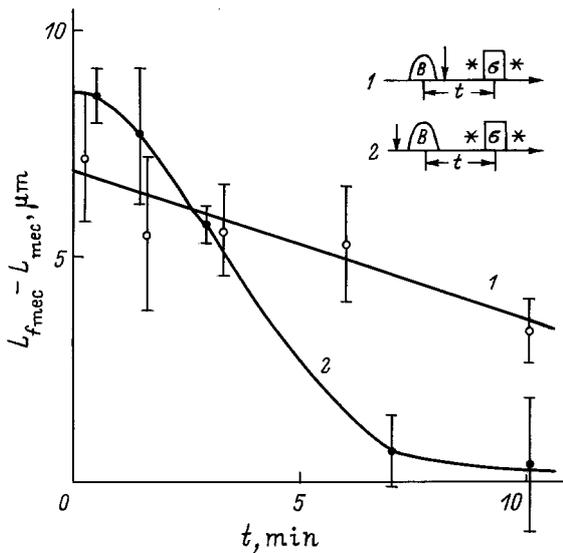


Рис. 4. Зависимость величины дополнительного пробега дислокаций $L_{f\text{mec}} - L_{\text{mec}}$ в поле механических напряжений, вызванного предварительной экспозицией образца в ИМП ($B = 7 \text{ T}$, $t_p = 10^{-2} \text{ s}$) от продолжительности паузы t между ИМП и механической нагрузкой. $L_{f\text{mec}}$ — пробеги в предварительно обработанных ИМП кристаллах NaCl. L_{mec} — пробеги в необработанных ИМП кристаллах NaCl. 1, 2 — дислокации вводились после и до экспозиции в ИМП соответственно. На врезке приведена последовательность процедур в разных типах опытов: B — ИМП, σ — механическое нагружение, стрелкой обозначено введение дислокаций, звездочкой — травление.

ций $L_{f\text{mec}}$, вызванного нагружением, превышала пробег в образцах, не подвергавшихся действию ИМП (L_{mec}), т.е. обработка кристаллов ИМП приводила к увеличению подвижности дислокаций при последующем нагружении. Однако при увеличении продолжительности паузы t между обработкой в ИМП и механическим нагружением подвижность дислокаций восстанавливалась, и при $t > 10 \text{ min}$ величина $L_{f\text{mec}}$ принимала исходное значение (т.е. $L_{f\text{mec}} = L_{\text{mec}}$) (рис. 4). Если дислокации вводились в кристалл не до, а после ИМП (так, что состояние дислокационных ядер не могло измениться в поле), подвижность дислокаций при последующем нагружении также возрастала, однако время релаксации кристалла в этом случае было заметно больше, и увеличенную подвижность дислокаций можно было обнаружить и через 2 h после импульса магнитного поля (рис. 4). Таким образом, действие ИМП приводило к появлению новых метастабильных состояний и у дислокаций, и у точечных дефектов, однако, как следует из рис. 4, эти состояния вносили неаддитивный вклад в подвижность дислокаций.

Иначе отражалась предварительная обработка в ИМП кристаллов с свежевведенными дислокациями на их пробегах, если тестирование их состояния осуществлялось не механическим нагружением, а повторным импульсом магнитного поля. В этом случае пробег дислокаций, вызванный действием второго импульса L'_f , был меньше,

чем их пробег в первом импульсе L_f . Разность $L_f - L'_f$ зависела от паузы между двумя импульсами магнитного поля и убывала с ее увеличением, выходя на насыщение синхатно с восстановлением подвижности дислокаций, определяемой по смещению дислокаций при механическом нагружении кристалла (рис. 5). Однако даже после достижения насыщения (т.е. через 10 min после первого импульса) в отличие от опытов с механическим тестированием пробеги в насыщении ($L_{f\text{sat}}$) не достигали L_f . Причем разность $L_f - L_{f\text{sat}}$ зависела от амплитуды ИМП, так же как время, спустя которое начинало выполняться условие $L_{f\text{sat}} = L'_f$ (рис. 5). Если дислокации вводились в кристалл лишь после его обработки в поле, также наблюдалось уменьшение их пробегов в последующем ИМП L'_f по сравнению с опытами, в которых предварительный импульс магнитного поля отсутствовал. В этом случае восстановление пробегов дислокаций к значению $L'_f \rightarrow L_f$ происходило значительно медленнее, а кинетика этого восстановления, как было установлено методом наименьших квадратов, могла аппроксимироваться зависимостью $L'_f \sim \lg t$ (рис. 6). Таким образом, предварительная обработка кристаллов ИМП по-разному отражалась на подвижности дислокаций в поле механических напряжений и их восприимчивости к воздействию повторных импульсов магнитного поля, приводя к увеличению пробегов в первом случае и уменьшению во втором. С увеличением температуры T , при которой производилась выдержка кристаллов между двумя импульсами магнитного поля в этой серии опытов, скорость, с которой происходило восстановление

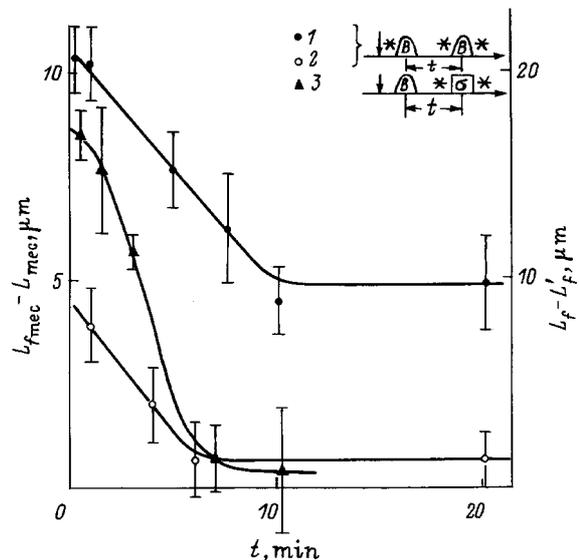


Рис. 5. Зависимости разности пробегов дислокаций, вызванных первым (L_f) и вторым (L'_f) импульсами магнитного поля (одинаковой длительности $t_p = 10^{-2} \text{ s}$) от продолжительности паузы между импульсами поля. Амплитуда первого импульса B (Т): 1 — 7, 2 — 3.5, амплитуда второго импульса во всех случаях $B = 7 \text{ T}$. 3 — приведенная для сравнения кривая 2 с рис. 4. На врезке показана последовательность процедур в разных сериях опытов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

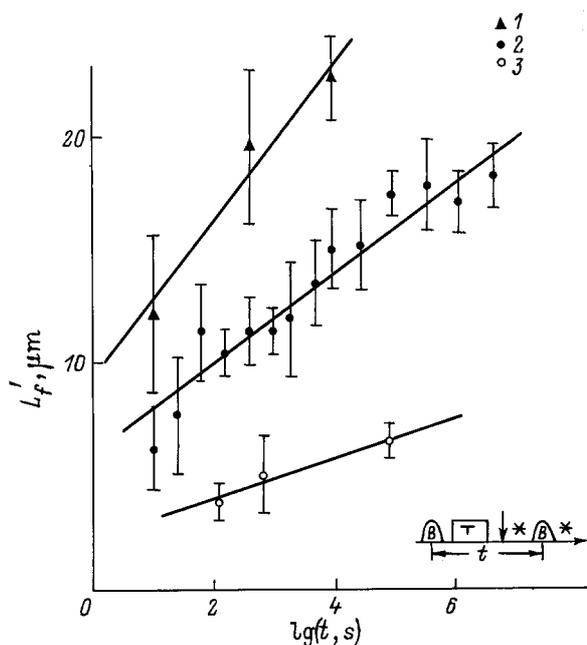


Рис. 6. Зависимости пробегов дислокаций, вызываемых вторым импульсом магнитного поля и введенных в кристаллы NaCl после первого импульса, от длительности выдержки образцов между первым и вторым импульсами при разных температурах T (K): 1 — 393, 2 — 293, 3 — 77. Обозначения процедур, приведенных на врезке, те же, что и на рис. 4. Оба импульса магнитного поля были одинаковыми ($B = 7$ Т, $t_p = 10^{-2}$ с).

состояния кристалла, также увеличивалась (рис. 6), т.е. релаксация носила термоактивируемый характер.

Оценим возможность влияния вихревого ЭП на смещение заряженных дислокационных сегментов. При размерах образца $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ м, $B = 7$ Т и $t_p = 10^{-2}$ с (при этих условиях нами было выполнено большинство опытов) $E \sim 1$ В/м. Из многочисленных работ о влиянии ЭП на подвижность дислокаций и состояние дефектов в ионных кристаллах [10] известно, что при такой напряженности поля не происходит смещения дислокаций. Для изменения состояний дислокационных ядер или точечных дефектов в ЭП, способного отразиться на подвижности дислокаций, как правило, также требуется на несколько порядков большее значение E [9].

В то же время, как установлено авторами [11], эффективность действия постоянного магнитного поля может значительно увеличиваться, если одновременно с ним кристалл подвергается действию ЭП. По-видимому, в нашем случае этот эффект не имел места. Линейное нарастание напряженности вихревого поля вследствие укорачивания импульса магнитного поля должно было бы компенсироваться уменьшением продолжительности его действия (от обоих факторов пробег дислокаций в [11] зависел линейно). Однако из рис. 3 следует, что укорачивание длительности ИМП приводит к уменьшению пробегов дислокаций. Учитывая эти соображения, а также оценки, приведенные выше, можно предполагать,

что наличие вихревого электрического поля, возникающего при изменении магнитного, не оказывало существенного влияния на состояние дефектов в кристалле в наших опытах. Об этом же свидетельствует отсутствие (в пределах точности эксперимента) зависимости пробегов от ориентации вектора магнитной индукции по отношению к кристаллографическим осям или линиям дислокаций (рис. 1). Поэтому основной причиной их движения в наших экспериментах, по-видимому, следует считать открепление от стопоров магнитным полем, как и в [11].

Обнаруженное нами "прерывистое" движение с временами остановок, превышающими t_p , свидетельствует о том, что движение дислокаций преимущественно происходит в течение некоторого времени после выключения поля, а за время его действия смещение дислокаций оказывается незначительным по сравнению с измеряемыми в наших опытах пробегами. Этот вывод подтверждают и простые оценки качественного характера. Например, если предположить, что дислокации перемещаются на $10 \mu\text{m}$ только во время действия ИМП (10^{-4} с), их средняя скорость окажется $\sim 10^{-1}$ см/с. Столь высокие скорости соответствуют надбарьерному движению дислокаций, которое вряд ли может быть реализовано в наших экспериментах, так как в этом случае отсутствие взаимодействия дислокации со стопорами сводит открепляющее действие магнитного поля к нулю.

Из рис. 4, 5 следует, что дефекты структуры в кристалле "запоминают" факт экспозиции в ИМП, что приводит к облегченному движению дислокаций после отключения поля. Можно предположить, что такое движение способно осуществляться под действием внутренних напряжений в кристалле. Об этом свидетельствует равновероятное смещение дислокаций во всех плоскостях скольжения (рис. 1). Роль магнитного поля при этом сводится к таким изменениям состояния ядра дислокации и точечных дефектов, которые приводят к ослаблению их взаимодействия при движении дислокаций под действием внутренних напряжений. Возможность полного восстановления подвижности дислокаций после импульса магнитного поля свидетельствует о постоянстве внутренних напряжений, действующих на дислокации во время их перемещения (рис. 4).

Таким образом, наиболее важным экспериментальным результатом представляется доказательство факта движения дислокаций после окончания действия ИМП, которое может быть обусловлено только остаточными изменениями в состоянии точечных дефектов в объеме и самих дислокаций. Обе эти независимые возможности реализованы в наших экспериментах, что позволяет обсуждать механизмы действия ИМП на точечные стопоры и структуру ядра дислокации по отдельности.

Обсудим возможные механизмы изменения состояния стопоров в ИМП. В принципе все процессы, происходящие в ИМП с точечными дефектами, можно классифицировать по степени их взаимообусловленности. Известно [12], что в результате осуществления релаксации

системы в результате реализации большого количества независимых элементарных событий (например, случайных термоактивируемых распадов точечных дефектов) должна наблюдаться экспоненциальная зависимость скорости релаксации от времени (мономолекулярный тип процессов). В случае взаимообусловленности событий (например, если элементарный акт релаксации заключается в сближении двух частиц и их рекомбинации) кинетика релаксации системы должна подчиняться гиперболическому временному закону (бимолекулярный тип процессов). Поэтому установление типа релаксационных процессов, наблюдаемых в наших опытах после ИМП, может способствовать восстановлению последовательности событий, протекающих в ИМП и после него. Имеются три возможных сценария развития событий в кристалле: 1) мономолекулярный переход точечных дефектов в новое возбужденное состояние в ИМП и последующая мономолекулярная релаксация; 2) бимолекулярный переход стопоров в ИМП в новое состояние и последующая мономолекулярная релаксация; 3) мономолекулярный переход в возбужденное состояние и бимолекулярная релаксация.

Для установления типа релаксационного процесса, происходящего после изменения состояний точечных дефектов в ИМП, учтем, что зависимость пробегов дислокаций, вызванных ИМП, от концентрации стопоров в кристалле C близка к логарифмической $L_f \sim \lg C^{-1}$ (рис. 2). Сопоставление этой зависимости с кинетикой рекомбинации состояния точечных дефектов, определяемой по смещению дислокаций при повторном ИМП, $L'_f \sim \lg t$ (рис. 6), приводит к выводу о том, что в наших опытах наблюдается гиперболический временной закон изменения концентрации эффективных стопоров после ИМП, т.е. $C \sim 1/t^m$ ($m \sim 1$). Такой тип кинетики релаксации состояния точечных дефектов однозначно свидетельствует о том, что доминирующим механизмом восстановления состояния дефектов после отключения поля является рекомбинационный [12]. Следовательно, можно предполагать, что парамагнитные центры образуются в кристалле во время ИМП в результате распада сложных комплексов точечных дефектов (димеров, тримеров и т.д.), в дальнейшем совершают хаотические блуждания и могут рекомбинировать друг с другом или на случайных ловушках. Их наличие в кристалле отражается на подвижности дислокаций до тех пор, пока они полностью не рекомбинируют.

Данных, полученных нами в этой работе по кинетике релаксации в кристаллах, в которые дислокации вводились до ИМП (и могли быть подвержены его действию), было недостаточно для надежного установления типа релаксационного процесса, однако зависимость скорости релаксации от амплитуды ИМП (рис. 5) косвенно свидетельствует о ее рекомбинационном характере.

Отметим, что полученные выводы о типе релаксационных процессов в кристалле сделаны по наблюдению кинетики релаксации лишь через время $t > 1$ min после импульса магнитного поля. Технологические особенности

методики избирательного травления не позволили установить тип процессов при более коротких временах. Как правило, рекомбинационная стадия релаксации системы предваряется более короткой — внутрицентральной [12]. В наших условиях внутрицентральный тип релаксационных процессов в принципе мог преобладать при $t < 1$ min и быть обусловленным восстановлением тех центров, продукты распада которых после импульса магнитного поля оказались внутри эффективного радиуса их взаимодействия.

Распад сложных центров может быть объяснен ослаблением взаимодействия в магнитном поле между составляющими их парамагнитными центрами по механизму синглетно-триплетных спиновых переходов, описанному в [13], и последующим разрушением под действием термических флуктуаций. В рамках этого механизма предполагаемое отсутствие смещений дислокаций при $t_p < \tau = 10^{-6}$ s (рис. 3) может быть объяснено тем, что при коротких ИМП среднее время пребывания центров в "ослабленном" триплетном состоянии оказывается меньше времени ожидания теплового разрушения центра. В этом случае τ , по-видимому, слабо зависит от B в соответствии с результатами, полученными экстраполяцией графиков на рис. 3.

Возможность аппроксимации зависимости пробегов дислокаций от амплитуды ИМП функцией вида $L_f \sim \exp(B^2)$ также может быть объяснена в рамках модели синглетно-триплетных переходов в радикальных парах. Как показано в [14], уменьшение средней энергии связи в паре ΔU , образованной точечным дефектом и дислокацией в процессе ее движения по кристаллу, может быть выражено соотношением вида

$$\Delta U = U_0 B^2 / (B^2 + B_0), \quad (1)$$

где U_0 и B_0 — постоянные коэффициенты. При этом время действия поля должно быть много больше времени спинового перехода. В [14] в качестве основного фактора, разрушающего пару дефектов, предполагалось внешнее механическое напряжение. Применительно к экспериментальным данным, полученным в настоящей работе и свидетельствующим о возможности изменения состояния точечных дефектов в отсутствие нагрузки, разрушающим фактором приходится считать термические флуктуации. Кроме того, в рассмотрение необходимо включить не образованные дислокацией и парамагнитным точечным дефектом пары (как предполагалось в [14]), а, как отмечено выше, пары, входящие в состав одного точечного комплекса. Их распад в ИМП может изменить условия движения по кристаллу дислокаций, введенных после импульса магнитного поля.

Изменение средней энергии связи и в таких парах может быть выражено соотношением (1). Поскольку зависимость вероятности термостимулированного распада пар от энергии их связи, как и в [14], описывается больцмановским фактором, количество распадов пар к данному моменту времени должно быть пропорциональным $\exp(B^2/B^2 + B_0)$. В предположении линейной

зависимости между количеством распадов пар точечных дефектов и пробегом дислокаций, а также при условии, что количество распадов пар за время действия поля много меньше их общего числа, получим $L_f \sim \exp(B^2)$.

Таким образом, ИМП изменяет состояния и точечных дефектов, и дислокаций по отдельности. Эти состояния являются обратимыми. Релаксация нового состояния точечных дефектов обеспечивается рекомбинационными процессами и является термоактивируемой. Скорость релаксации возбужденных ИМП состояний дислокационных ядер выше, чем скорость релаксации точечных дефектов. Наличие критического времени действия поля τ , при котором не происходит смещения дислокаций, означает, что длительность переходного процесса, осуществляющегося в кристалле под действием ИМП, составляет $10^{-6} - 10^{-5}$ s, а отсутствие зависимости τ от B позволяет предполагать, что таким процессом является термостимулированный распад радикальных пар, мультиплетность которых изменена в ИМП.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Госкомитета РФ по высшему образованию (проект 95-0-7.1-58).

Список литературы

- [1] Н.В. Загоруйко. Кристаллография **10**, 1, 81 (1965).
- [2] В.М. Каневский, Г.И. Дистлер, А.Е. Смирнов, Ю.М. Герасимов, Е.И. Кортукова, А.А. Урусовская, Е.С. Горюнов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **48**, 12, 2408 (1984).
- [3] Г.И. Дистлер, В.М. Каневский, В.В. Москвин, С.Н. Постников, Л.А. Рябинин, В.П. Сидоров, Г.Д. Шнырев. ДАН СССР **268**, 3, 591 (1983).
- [4] M.N. Levin, V.M. Maslovsky. Solid State Commun. **90**, 12, 813 (1994).
- [5] М.Н. Левин, Ю.О. Лигманов, В.М. Масловский. Письма в ЖТФ **20**, 4, 27 (1994).
- [6] В.Н. Давыдов, Е.А. Лоскутова, Е.П. Найден. ФТП **23**, 9, 1596 (1989).
- [7] E.M. Nadgorny. Abstracts MRS spring meeting (1994). 821 p.
- [8] A.H. Verbruggen, A. Lont, R. Grissen. J. Phys. F: Met. Phys. **15**, 1901 (1985).
- [9] В.П. Сергеев, Л.Б. Зуев. ФТТ **22**, 6, 1766 (1980).
- [10] Л.Б. Зуев. Физика электропластичности щелочно-галлоидных кристаллов. Новосибирск (1990). 120 с.
- [11] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, O.L. Kazakova, T.Yu. Mikcina, E.A. Petrzhik. J. All. Comp. **211/212**, 548 (1994).
- [12] Ю.Р. Закис, Л.Н. Канторович, Е.А. Котомин. Модели процессов в широкощелевых твердых телах с дефектами. Рига (1991). 382 с.
- [13] А.Л. Бучаченко. Успехи химии **45**, 5, 761 (1976).
- [14] М.И. Молоцкий. ФТТ **33**, 10, 3112 (1991).