

Магнитопластичность твердых тел (Обзор)

© Ю.И. Головин

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

E-mail: golovin@tsu.tmb.ru

(Поступил в Редакцию 28 мая 2003 г.

В окончательной редакции 4 августа 2003 г.)

Представлен обзор работ, посвященных исследованиям влияния слабых магнитных полей на структуру и механические свойства немагнитных твердых тел различной природы (ионные, ковалентные, молекулярные и металлические кристаллы, полимеры и др.). Проведена классификация и критический анализ обнаруженных в течение последних 15 лет разнообразных эффектов и постэффектов, инициируемых постоянным, импульсным и СВЧ магнитными полями. Обсуждаются термодинамические и кинетические аспекты магниточувствительности реальных твердых тел со структурными дефектами, содержащими парамагнитные центры (электроны, дырки, радикалы, экситоны и т.п.). Рассмотрены возможные механизмы действия слабого магнитного поля на дефектную структуру кристаллов. Особое внимание уделено наиболее разработанной в химической физике теории спин-зависимых реакций между подвижными частицами с неспаренными электронами. Предложены схемы интерпретации магнитопластических эффектов, учитывающие спиновую, электронную, молекулярную и дислокационную динамику сложных многостадийных процессов, инициируемых магнитным полем в системе метастабильных структурных дефектов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-17571 и № 01-02-16573), Минобразования (грант № Е 02-3.4-263), ФЦП „Фундаментальные исследования, Университеты России“ (грант № УР. 01.01.013) и ФЦП „Фуллерены и атомные кластеры“ (грант № 541-02).

Содержание

Введение

1. **Влияние слабых магнитных полей на физико-механические характеристики реальных диамагнитных кристаллов.**
 - 1.1. Дипиннинг дислокаций в магнитном поле.
 - 1.2. Подвижность индивидуальных дислокаций.
 - 1.3. Внутреннее трение.
 - 1.4. Макропластичность, твердость.
 - 1.5. Разрушение.
2. **Комбинированные и родственные явления, стимулируемые в твердых телах магнитным полем.**
 - 2.1. Электромагнитопластичность.
 - 2.2. Фотомагнитопластичность.
 - 2.3. Радиационно-магнитопластические эффекты.
 - 2.4. Магнитопластичность в сильных магнитных полях.
 - 2.5. Влияние магнитного поля на фазовые превращения.
 - 2.6. Микроструктура, немеханические структурно-чувствительные свойства.
3. **Природа магниточувствительности немагнитных материалов.**
 - 3.1. Основные трудности интерпретации магнитопластических эффектов.
 - 3.2. Спин-зависимые процессы в твердых телах.
 - 3.3. Пластическое течение как внутрикристаллическая химическая реакция.
 - 3.4. Теория спин-зависимого дипиннинга дислокаций.
 - 3.5. Магниторезонансное разупрочнение примесных ионных кристаллов.
 - 3.6. Другие возможные механизмы.

Заключение

Список литературы

Введение

О влиянии магнитного поля (МП) на свойства „магнитных“ материалов (магнитоупорядоченных, в более строгой терминологии) известно несколько тысяч лет; сегодня оно находит последовательное объяснение в рамках квантовой теории магнетизма [1]. Возможность значительного изменения макрохарактеристик „немагнитных“ твердых тел (пара- и диамагнетиков, характеризующихся разупорядоченной магнитной структурой) в *слабых*¹ МП совсем не очевидна и часто подвергается сомнению, несмотря на значительное число публикаций, в которых описываются разнообразные „магнитные“ эффекты в них.

Вместе с тем слабое МП — один из факторов окружающей среды, непрерывно воздействующий на все процессы на Земле и требующий инженерного и санитарного нормирования, основанного на ясных физических представлениях и достоверных фактах [2]. Кроме природного, МП может иметь и техногенное происхождение, специально создаваться как оружие подавления технических средств противника и сопутствовать применению мощных взрывных устройств (в частности, ядерных). Наконец, МП является исключительно эффективным средством исследования тонкой структуры

¹ В дальнейшем под слабыми будут подразумеваться МП, в котором выполняется условие $\mu_B B \ll kT$, а для металлов — еще и $\omega = Ve/m \ll \omega_c$ (здесь μ_B — магнетон Бора, B — индукция МП, k — постоянная Больцмана, ω — циклотронная частота, e и m — заряд и масса электрона, ω_c — частота столкновений электрона с рассеивающими центрами).

вещества методами ЭПР, ЯМР, ДЭЯР и других видов магниторезонансной спектроскопии, где, напротив, необходимо быть уверенным в отсутствии существенного влияния зондирующего поля на процессы в исследуемом объекте. Аналогичная задача стоит при создании ряда высокочувствительных физических установок (например, гравитационных антенн) и интерпретации полученных на них результатов. В этих случаях необходимо учитывать возможность влияния на работу и показания прецизионных измерительных приборов слабых МП, а также их вариаций, способных изменить физико-механические характеристики элементов подвески, электро-механических резонаторов, маятников и т.п. Все это делает совершенно необходимым знание всех возможных каналов и последствий действия слабого МП на структуру и свойства не только магнитоупорядоченных, но и немагнитных твердых тел.

Широко распространено мнение, что слабое МП (а при комнатной температуре T_R лабораторные поля с $B \leq 10$ Т для немагнитных материалов являются слабыми) в принципе не в состоянии существенно (для практики) повлиять на структуру и свойства немагнитных твердых тел. Действительно, в термодинамически равновесных системах в обычно используемом поле $B \sim 1$ Т можно рассчитывать лишь на эффекты $(\mu_B B / kT_R) \sim 10^{-3}$, что значительно меньше типичных погрешностей измерений при исследовании механических свойств. В этой связи ранние эпизодические попытки обнаружить влияние МП на структуру [3–8] и физико-механические характеристики [9–12] диамагнитных кристаллов не привлекли большого внимания, а полученные в этих работах результаты не вызвали доверия у большинства специалистов, скорее, склонных расценивать их как артефакты. Наряду с этим в 60–80-е годы прошлого века был обнаружен ряд магнитных эффектов в люминесцентных [13–15], фотоэлектрических [16–19] и радиоспектроскопических [20–25] исследованиях различных диамагнитных кристаллов, реальность которых была многократно подтверждена независимыми исследованиями.

По-видимому, исторически первыми работами по магнитопластичности, которые не вызвали сомнений с точки зрения достоверности и надежности описываемых в них результатов и допускали интерпретацию в ясных физических терминах, были [26–31]. В них влияние постоянного или низкочастотного переменного МП на подвижность дислокаций и макропластичность в ферромагнетиках объяснялось взаимодействием дислокаций с границами доменов, движущимися при намагничивании или перемагничивании. Примерно в это же время после теоретической работы В.Я. Кравченко [32] началось интенсивное экспериментальное [33–42] и теоретическое [43,44] исследование влияния МП с $B \sim 5–10$ Т на пластичность чистых диамагнитных металлов при гелиевых температурах. В [45–47] даны обзоры большого числа работ этого направления. Заметим, что в этих экспериментальных работах (как и в опытах с

ферромагнетиками [26–31]) МП не являлось „слабым“ и полученные экспериментальные результаты нашли объяснение в рамках теории изменения вязкости электронного газа и электрон-дислокационного трения в присутствии МП. Заметим, что сейчас эти интерпретации не могут считаться исчерпывающими, тем более что они не всегда безусловно согласуются с экспериментом.

Ряд авторов ставил обратную задачу и пытался обнаружить сам факт, а потом установить закономерности влияния пластической деформации и дислокационной структуры на магнитные свойства полупроводников [48], переходных металлов [49–52] и ионных кристаллов [53]. Насколько нам известно, результаты последней работы, широко обсуждавшейся в свое время (см. например [54,55]), никому впоследствии воспроизвести не удалось. В отношении работ [33,34] также высказывались серьезные критические замечания, поскольку, как было показано в [56], большое влияние на результат оказывало действие МП на подвижные части испытательной машины (несмотря на то, что они были изготовлены из неферромагнитной аустенитной стали). После того как эти аппаратурные эффекты были учтены и устранены, регистрируемые магнитопластические отклики остались, но упали едва ли не на порядок величины.

В 1987 г. появилась работа В.И. Альшица с сотрудниками [57], сразу же привлекая большое внимание. В ней описывалось парадоксальное на первый взгляд явление — стимулирование движения дислокаций в монокристаллах NaCl, введенных слабым ударом, постоянным МП с $B < 1$ Т в отсутствие какой-либо внешней нагрузки. Поскольку опыты проводились при комнатной температуре (как и большинство описываемых в обзоре), МП удовлетворяло критериям „слабости“, что заставляло самих авторов относиться к обнаруженному эффекту с большой осторожностью.

Однако впоследствии авторами [57], а затем рядом других независимых групп существование подобных эффектов было подтверждено не только в NaCl, но и в других материалах — LiF, KCl, KBr, CsI, InSb, Al, Zn, Si, NaNO₂, ZnS, C₆₀, полимерах и т.д. (см. раздел 1). Кроме того, было обнаружено множество родственных явлений, сводящихся к существенному влиянию МП на различные физико-механические и другие структурно-чувствительные характеристики немагнитных материалов (см. раздел 2). Использовались постоянные, переменные, импульсные и микроволновые МП, практически весь арсенал методик исследования микроструктуры и механических свойств (рис. 1), различные виды нагружения и температурные диапазоны.

С точки зрения временных характеристик все обнаруженные магнитопластические эффекты (МПЭ) можно разбить на три основные группы: проявляющиеся только во время действия МП и эффекты длительного последствия, которые в свою очередь могут быть полностью необратимыми или медленно релаксировать со временем (рис. 2). Иногда наблюдались и более сложные временные зависимости отклика на действие МП:

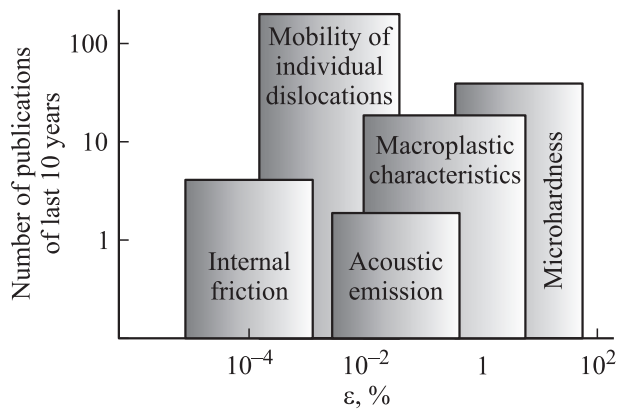


Рис. 1. Количество публикаций по МПЭ за последние 10 лет в различных диапазонах относительной деформации.

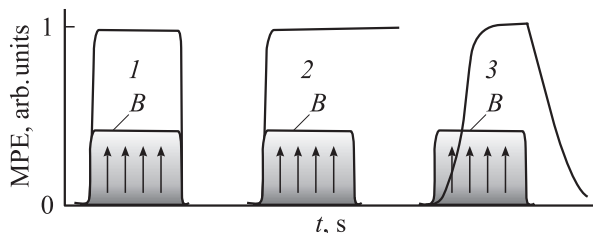


Рис. 2. Три основных типа поведения немагнитных материалов в МП: 1 — *in situ* эффекты, 2 — необратимые постэффекты, 3 — последствие с медленной релаксацией.

с латентным периодом после отключения МП, немонотонные и даже знакопеременные.

Эти и другие термодинамические и кинетические особенности наблюдавшихся МПЭ дали основание считать, что неравновесность, существующая в кристалле исходно или непрерывно подпитываемая извне тем или иным способом (нагрузением, освещением, облучением и др.), является необходимым и важнейшим фактором, обеспечивающим высокую чувствительность дефектной структуры к внешним или внутренним МП. Заметим, что в системах, находящихся вдали от термодинамического равновесия, возникновение больших откликов на малые внешние возмущения не противоречит общим принципам термодинамики.

В настоящее время в реальности подобных эффектов сомневаться не приходится. Возникает серия вопросов, касающихся их природы. Пока не ясно даже, один механизм или несколько разных определяют закономерности влияния МП на механическое поведение материалов с различным типом связи, дефектной структурой и т.п. Отчасти ситуация напоминает сложившуюся в магнитобиологии: несмотря на то, что сам факт влияния слабого МП на разнообразные живые организмы и процессы в них к настоящему времени установлен достаточно надежно весьма тонкими и современными методами [58–61], механизмы такого влияния остаются дискуссионными. В этой области проведено гигантское

количество работ, не всегда удовлетворяющих нормам естественных наук (достаточно вспомнить „омагниченную воду“), а нередко имевших и откровенно спекулятивный характер. В результате скептическое отношение к возможности действия слабых МП на немагнитные вещества зачастую распространяется и на другие, небioлогические объекты.

Ввиду короткой истории исследования магнитопластичности в слабых МП пока отсутствуют монографии по этой тематике и имеется лишь несколько небольших обзоров [62–65], в основном собственных работ их авторов, концентрирующих внимание на тех или иных аспектах этой проблемы. Настоящий обзор также не претендует на полноту (хотя бы из-за ограниченного объема), но ставит цель привлечь внимание специалистов к наиболее ярким и безусловно надежным данным, полученным в последние годы несколькими независимыми группами. Представляется, что эти результаты открывают новую главу в физике пластичности, в которой рассмотрение ее фундаментальных основ необходимо проводить на новом иерархическом уровне — спин-электронном и, возможно, даже на спин-ядерном.

1. Влияние слабых магнитных полей на физико-механические характеристики реальных диамагнитных кристаллов

Физико-механические свойства твердых тел определяются упругими характеристиками и процессами неупругости, которые протекают на различных иерархических уровнях структуры: атомарном, дислокационном, мезоструктурном и макрокопическом. Для изменения механических свойств идеального немагнитного кристалла необходимы очень высокие магнитные поля (≥ 100 Т). Лишь в редких случаях, например, в некоторых металлах (Ві, Ве, Al, Nb и др.), окислах и сплавах с небольшим перекрытием зон или узкой щелью между ними ($\Delta U \sim 10^{-2}$ eV), магнитная энергия $U_m \sim \mu_B B$ становится больше ΔU при $B \sim 10$ Т, т.е. достигается „квантовый предел“. Тогда при гелиевых температурах можно наблюдать так называемый „магнитный пробой“, который может повлиять на термодинамически равновесные свойства немагнитного кристалла [66], в том числе и механические.

В обзоре не обсуждаются эти интересные аспекты действия МП на слабомагнитные материалы в приближении идеальной кристаллической решетки. Он посвящен в основном влиянию гораздо более слабых МП на структурочувствительные характеристики неупругости, которые определяются главным образом номенклатурой структурных дефектов, их подвижностью и характером взаимодействия. Очевидно, слабое МП способно подействовать на свойства немагнитных кристаллов именно благодаря наличию в них структурных дефектов. Поэтому в дальнейшем рассматриваются результаты, направ-

ленные на выяснение влияния МП на динамику дефектов, определяющих неупругое поведение, — дислокаций и малоатомных комплексов, препятствующих движению дислокаций в плоскостях легкого скольжения. В зависимости от величины достигаемой деформации и структурно-иерархического уровня ее анализа используются различные методики исследования, в соответствии с чем и структурированы имеющиеся экспериментальные данные.

1.1. Дипиннинг дислокаций в магнитном поле. Работа [57] положила начало систематическому исследованию действия слабого МП на механические свойства немагнитных кристаллов. Парадоксальный на первый взгляд эффект, описанный в ней, заключался в инициировании движения краевых дислокаций в монокристаллах NaCl одним только однородным постоянным МП (B от 0.1 до 1.6 Т) в отсутствие внешних механических напряжений. Пробеги дислокаций L , определявшиеся стандартным и весьма надежным методом двойного избирательного травления, росли линейно со временем экспозиции t_B в МП и квадратом его индукции B и могли достигать сотен μm . Направление движения дислокаций не менялось при перемене знака поля на обратный, что, по мнению авторов, исключало возможность объяснения наблюдаемого эффекта действием пондермоторных сил МП или вихревого электрического поля, возникающего при включении МП или внесении в него образца. В последующих работах этой группы аналогичные данные были получены и на других широкощелевых кристаллах (LiF, CsI, InSb) [67–75], а также металлах Zn [76] и Al [77]. Часть этих результатов обобщена на рис. 3. Величина L слабо зависела от температуры (или совсем от нее не зависела в ряде случаев), что сильно отличает МПЭ от обычной подвижности дислокаций в поле одних механических напряжений.

Оценки показывают, что силовое давление МП на дислокационную линию по любому возможному механизму на несколько порядков величины меньше уровня внутренних напряжений, и тем более стартовых напряжений дислокаций. В [78] измерениями большого числа пробегов ($N > 10^3$) в достаточно удаленных друг от друга ($\gg 1 \text{ mm}$) областях кристалла было установлено равенство количества сдвинувшихся дислокаций и их средних пробегов в четырех эквивалентных кристаллографических направлениях (для ГЦКИ структуры) и их независимость от направления вектора МП при условии сохранения его ортогональности к дислокационной линии. Это однозначно доказывает, что движущей силой для транспорта дислокаций является случайная мозаика полей внутренних напряжений, а МП лишь понижает высоту барьеров, преодолеваемых дислокациями.

Заметим, что из этих данных нельзя сделать однозначного вывода о том, когда и вследствие чего понижается этот барьер — во время взаимодействия с ним дислокации или до этого в результате внутренних перестроек в ядре дислокации и стопоре. Тот факт, что средняя плотность дислокаций леса в этих кристаллах составляла

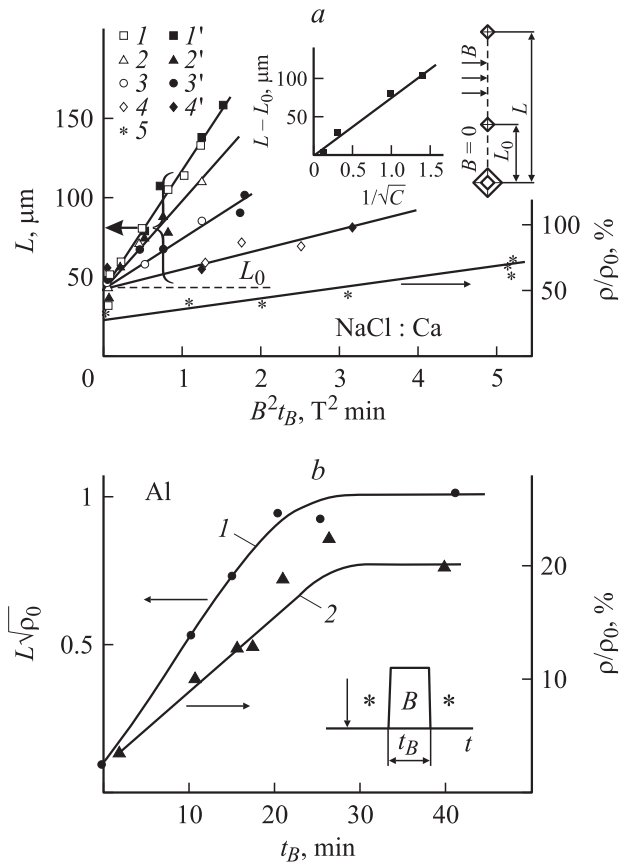


Рис. 3. Закономерности магнитоиндуцированного дипиннинга дислокаций в различных материалах. *a* — зависимость пробегов краевых дислокаций L от индукции МП и времени экспозиции t_B для кристаллов NaCl с различным содержанием Ca: 1, 1' — 0.5 ppm; 2, 2' — 1 ppm; 3, 3' — 10 ppm; 4, 4' — 100 ppm. 1–4 — из зависимости $L(B)$; 1'–4' — из зависимости $L(t_B)$. 5 — доля стартовавших дислокаций. На врезках — концентрационная зависимость L при $B = 0.5 \text{ T}$ и схема опыта. L_0 — пробег в травителе. *b* — зависимость пробегов дислокаций в Al, нормированная на среднее расстояние между дислокациями $\lambda = 1/\sqrt{\rho_0}$, где ρ_0 — их средняя плотность (1) и доля стартовавших дислокаций (2) от длительности экспозиции t_B в МП $B = 1.2 \text{ T}$. На врезке — последовательность процедур: стрелка — введение дислокаций, * — травление, B — экспозиция в МП. $T = 293 \text{ K}$.

$\sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-2}$ (а следовательно, среднее расстояние между ними — сотни μm), означает, что МП влияет на взаимодействие движущихся дислокаций с примесными центрами и, возможно, на внутреннюю структуру тех и других. Специальными опытами, в которых изменялся примесный состав и состояние примеси различными термообработками, показано, что высокая чувствительность к МП реализуется не для всех условий. Так, например, увеличение концентрации Ca в кристаллах NaCl от 0.5 до 100 ppm приводило к росту порогового МП с 0.03 до 0.25 Т и падению L в поле $B = 0.5 \text{ T}$ со 100 до единиц μm (врезка на рис. 3). Введение Pb и Cu в концентрации десятков ppm вызывало блокиро-

вание дислокаций и потерю чувствительности к МП, а легирование Ni (< 0.06 ppm) — значительное усиление МПЭ [71,79]. Движение большого числа рядом стоящих дислокаций в одну сторону на большие расстояния и линейный рост L до сотен и даже тысяч μm с увеличением длительности экспозиции в МП, наблюдавшиеся в особо чистых кристаллах при $B = 1.6$ Т, указывают на то, что дислокации движутся преимущественно под действием крупномасштабных макроскопических внутренних напряжений, а не полей отдельных дислокаций, расположенных на гораздо меньших расстояниях, как это предполагалось в [80] при обсуждении возможных механизмов МПЭ.

Последующие модификации этих опытов позволили получить много новых данных. Так, в [79,81,82] образцы во время экспозиции в постоянном МП вращали вокруг оси [001] с различной угловой скоростью ν и обнаружили эффект резкого снижения эффективности действия МП при $\nu > \nu_c^i$, где ν_c^i — одна или несколько (дополнительно см. п. 2.1 и п. 2.3) критических частот, зависевших от величины поля как B^2 , но не зависевших от температуры и концентрации примеси (рис. 4). Это позволило оценить сверху минимально необходимое время действия МП определенной ориентации, достаточное для эффективного депиннинга дислокаций от стопоров в условиях опыта, величиной $\tau_{\text{дп}} \sim 10^{-2}$ с. Заметим, что сам по себе депиннинг не есть элементарный акт. Он состоит из нескольких стадий (более подробно см. раздел 3 и рис. 20), так что нет никаких оснований априорно отнести $\tau_{\text{дп}}$ к одной из них, например, к стадии спиновой эволюции, считая ее лимитирующей и пренебрегая временем ожидания возбуждения комплекса дислокация–стопор и временем выхода продуктов разрыва связей из реакционной ячейки. Можно лишь констатировать, что обсуждаемые результаты находятся в чисто качественном согласии с зависимостью МПЭ от взаимной ориентации векторов \mathbf{B} , дислокационной линии \mathbf{l} и вектора Бюргерса \mathbf{b} , наблюдавшейся в ряде работ (см., например, [79]).

Двойное избирательное травление имеет очень низкое временное разрешение (не лучше нескольких десятков с), что не позволяет установить реальное время движения дислокаций и даже выяснить, больше оно или меньше продолжительности экспозиции в МП. Дополнительная информация о кинетике реального перемещения дислокаций [67] и роли последствия МП была получена в [83,84] методом непрерывного травления. В [83,84] на кристалл воздействовали коротким импульсом МП ($B = 7$ Т, длительностью $t_B = 10$ ms) без приложения механической нагрузки. При этом на поверхности кристалла вытравливались цепочки ямок с прогрессивно убывающими размерами, отражающие скачкообразный характер движения дислокаций. Зная скорость роста размеров ямки в данном травителе, измеренную предварительно, по таким картинкам можно определить количество скачков, скорость движения в

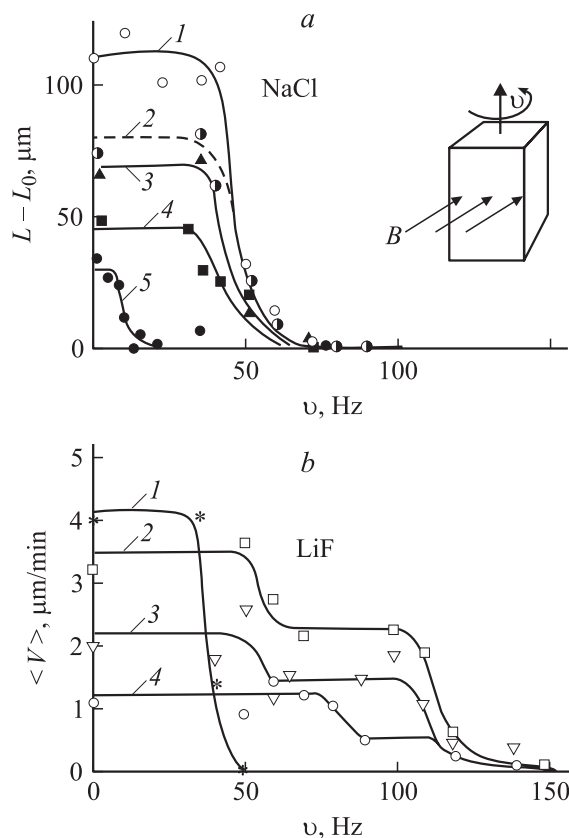


Рис. 4. Закономерности депиннинга дислокаций во вращающемся МП. *a* — NaCl: 1 — $B = 0.5$ Т, $T = 293$ К; 2 — $B = 0.5$ Т, $T = 77$ К; 3 — NaCl:Ca, $C = 1$ ppm, $B = 0.5$ Т, $T = 293$ К; 4 — NaCl:Ca, $C = 10$ ppm, $B = 0.5$ Т, $T = 293$ К; 5 — $B = 0.3$ Т, $T = 293$ К. *b* — предварительно облученный в течение t_R рентгеновским излучением LiF. $B = 0.5$ Т, $T = 293$ К. 1 — $t_R = 0$, 2 — $t_R = 10$ с, 3 — $t_R = 20$ с, 4 — $t_R = 30$ с. На врезке показана схема опыта.

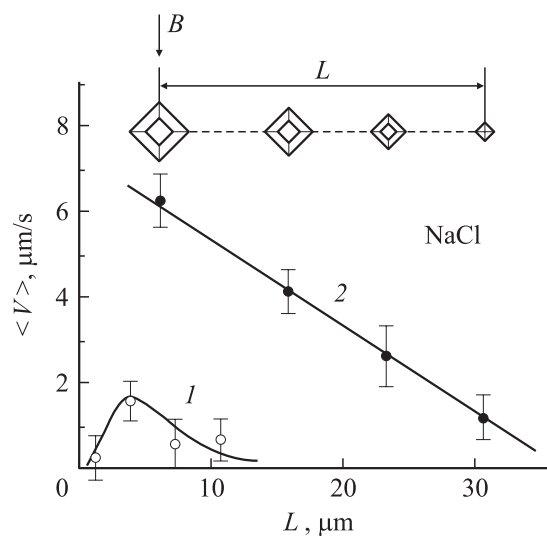


Рис. 5. Средняя скорость движения краевых дислокаций в монокристаллах NaCl в зависимости от пройденного расстояния после депиннинга в травителе (1) и в МП $B = 7$ Т, $t_B = 10$ ms (2), полученная методом непрерывного травления при $T = 293$ К. На врезке показана схема измерений.

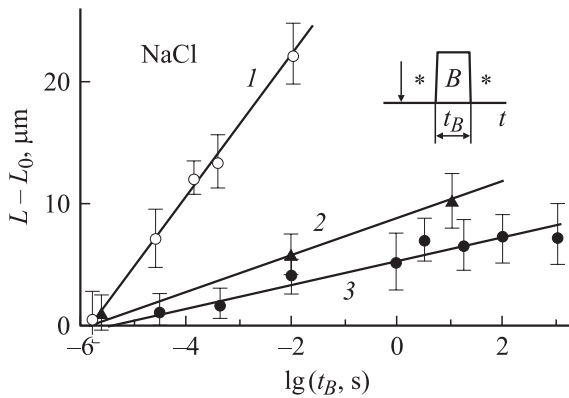


Рис. 6. Зависимость пробегов краевых дислокаций в монокристаллах NaCl от длительности МП, стимулирующего депиннинг (1 — $B = 7$, 2 — 2, 3 — 1Т). На врезке — последовательность процедур. Обозначения те же, что и на рис. 3, б.

скачке, время его ожидания, корреляционные коэффициенты между различными событиями и т.п. На рис. 5 показана зависимость средней скорости движения краевых дислокаций $\langle V \rangle$ от пройденного расстояния для кристаллов NaCl, не обрабатывавшихся в МП, и для кристаллов, подвергнутых действию импульса МП. После экспозиции в МП $\langle V \rangle$ возрастала в несколько раз, причем МП не только способствовало первоначальному откреплению дислокаций от стопоров, но, что еще более существенно, обеспечивало последующее облегченное движение в течение десятков секунд после отключения поля, т.е. *индуцировало эффект последействия*. Малые значения коэффициента корреляции между средним временем ожидания у стопора и скоростью последующего движения (< 0.1) свидетельствуют об отсутствии взаимной обусловленности этих параметров. Это и понятно: МП не могло влиять на реакцию взаимодействия дислокаций с большинством стопоров в этих опытах, поскольку почти весь пробег дислокаций проходил в отсутствие МП, а МПЭ возникал благодаря действию МП на состояние стопоров в плоскости скольжения до того, как к ним подходили дислокации.

В этих опытах можно было бы определить прямыми измерениями минимальную длительность импульса МП t_{\min} , достаточную для депиннинга дислокаций. Как видно из рис. 6, t_{\min} составляло для кристаллов NaCl с суммарным содержанием двухвалентных примесей ~ 10 ppm около 10^{-6} s при $T = 293$ K [85,86] и не зависело от B (в отличие от опытов с вращающимся МП [79–82]). Разумеется, эта цифра не является константой даже для одного и того же материала. Но она дает реальное представление о масштабе характерных времен в динамике депиннинга. Заметим, что из этих данных (как, впрочем, и из результатов определения критических частот ν_c в опытах с вращающимся МП, рис. 4) вовсе не следует, что это характерное время неких электронных процессов в системе дислокация–стопор,

поскольку регистрируется лишь конечный результат — открепление дислокационного сегмента от стопора. Без участия более медленной молекулярной и дислокационной динамики, т.е. коллективного движения большой совокупности атомов, входящих в ядро дислокации, эти события не могут происходить. Большая разница времен $\tau_{\text{др}}$ в [79,81,82] и τ_{\min} в [84,85] может быть обусловлена многими причинами: разным уровнем легирования и внутренних напряжений, различиями в состоянии примесных комплексов и геометрии поля (кратковременное действие МП неизменной ориентации не эквивалентно вращению вектора \mathbf{B} с постоянным модулем) и др.

Описанные выше простейшие опыты с влиянием на кристалл одного только МП позволили обнаружить и проследить общие закономерности магнитостимулированного депиннинга дислокаций. Но их физическая интерпретация сильно затруднена рядом особенностей, присущих этой методике. Во-первых, основная движущая сила процесса открепления и движения дислокаций в этих опытах — внутренние напряжения — не известны заранее ни по величине, ни по знаку, ни по дальности действия. Во-вторых, дислокации стартуют не сразу после включения МП, а в разные моменты времени (рис. 3). Это означает, что дислокации, стартовавшие раньше, имеют возможность двигаться в МП дольше (хотя это и не обязательно должно произойти, часть из них может остановиться и до выключения МП, а другая часть — двигаться и после выключения поля). Следовательно, без учета времени ожидания старта пробеги сами по себе не являются хорошей мерой для описываемого эффекта. Другими словами, ансамбли объектов и событий в этих обстоятельствах не являются стационарными (причем, дважды: из-за роста числа частиц в ансамбле после включения МП и вследствие непрерывно меняющихся во времени и пространстве движущих напряжений).

Статистическая обработка подобных данных не может проводиться без учета этого принципиального момента. В целом это не столько проблема МПЭ, сколько проблема динамики дислокаций вообще при очень низких напряжениях, близких к стартовым. По меньшей мере при этом необходимо различать два случая: ансамбли с непрерывно возрастающим числом дислокаций в них и ансамбли, в которых динамически поддерживается постоянство количества движущихся дислокаций. В-третьих, как видно из рис. 5, необходимо принимать во внимание не только влияние МП на процесс взаимодействия дислокации со стопором, но и учитывать возможность действия МП на электронную и атомарную структуры дислокационных ядер и стопоров самих по себе. (Последние могут состоять из нескольких примесных атомов и катионных вакансий и иметь переменный состав [87,88]). Кроме того, необходимо учитывать возможность их модификации не только одним МП, но еще большую ее вероятность при совместном действии МП, больших механических напряжений и электрических полей при их „контактном“ взаимодействии. Косвенно

об этом свидетельствует не „мгновенный“ старт дислокаций после включения МП, а постепенный рост числа дислокаций сдвинувшихся в течение нескольких минут (рис. 3). Обычная релаксация внутренних напряжений приводит к обратному явлению — постепенному уменьшению числа движущихся дислокаций.

Значительно более разнообразную информацию о динамике дислокаций можно получить, комбинируя магнитное воздействие с приложением внешних механических напряжений. Соответствующие опыты и их результаты описаны в следующем пункте.

1.2. Подвижность индивидуальных дислокаций. Под подвижностью дислокаций будем понимать здесь (как это обычно и принято в исследованиях кинетических явлений и элементарных носителей) среднюю по стационарному ансамблю величину их скорости в единичном поле или средние пробеги, которые реализуются в поле прямоугольного импульса механических напряжений фиксированной амплитуды и продолжительности. МП может включаться на разных стадиях опыта (см. далее), что позволяет создать гораздо большую определенность в условиях эксперимента, в частности, по величине действующих на дислокации напряжений сдвига, номенклатуре и состоянию дефектов, подвергающихся действию поля, и т. д.

Чтобы разделить принципиально различающиеся каналы действия МП на дефектную структуру кристалла, в [89–92] было проделано несколько серий опытов, в которых МП включалось на разных стадиях эксперимента и „накрывало“ различные объекты или процессы. Иными словами, фактически меняли только последовательность процедур, все остальные существенные параметры эксперимента оставались неизменными: амплитуда и длительность импульсов МП и механической нагрузки, температура, способ введения свежих дислокаций (царапание поверхности) и др.

Как видно из рис. 7, экспозиция в МП до введения дислокаций приводила к росту их пробегов L в последующем механическом испытании (кривая 2) по сравнению с пробегом L^* в контрольных образцах, не обрабатывавшихся в МП. Влияние МП в этих опытах могли испытывать лишь точечные дефекты и их комплексы, впоследствии играющие роль стопоров для движущихся дислокаций. Еще большее увеличение L наблюдалось в случае, когда образец экспонировали в МП после введения свежих дислокаций (кривая 3). Поскольку теперь влиянию МП были подвержены не только потенциальные стопоры, но и сами дислокации, дополнительный прирост L (по сравнению с кривой 2) мог быть обусловлен изменением состояния самих дислокаций или усилением первого процесса в присутствии дислокаций. Заметим, что в этих опытах (в отличие от описанных в [67–72]) одно только действие МП не приводило к откреплению и движению дислокаций по кристаллу, что было связано с более высоким содержанием „немагнитных“ примесей в кристаллах, чем в [67–72]. Таким образом, раздельное включение МП

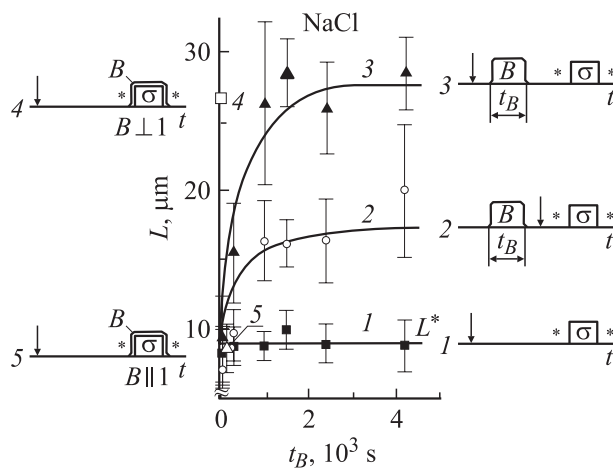


Рис. 7. Зависимость пробегов краевых дислокаций в монокристаллах NaCl, вызванных одинаковым механическим нагружением ($\sigma = 0.1$ МПа, длительность 6 с, передний фронт 10 мс), от набора и последовательности процедур, а также длительности экспозиции в постоянном МП $B = 1$ Т. $T = 293$ К. 1 — контрольные опыты без МП (среднее значение пробегов L^*); 2 — дислокации вводили после экспозиции образца в МП; 3 — дислокации вводили до экспозиции образца в МП; 4 и 5 — одновременное нагружение и экспозиция в МП ($t_B = 6$ с) с разной ориентацией вектора поля B по отношению к линии дислокации l ; 4 — $B \perp l$; 5 — $B \parallel l$. На врезках показана последовательность процедур в разных типах опытов. σ — механическое нагружение, остальные обозначения те же, что и на рис. 3, б.

и механической нагрузки позволяет не только обнаружить эффекты длительного последствия МП после его отключения, но и выделять магниточувствительные и магнитонечувствительные стопоры и изучать их порознь. Подобные постэффекты наблюдались не только в ионных кристаллах, но и в материалах с другим типом связи (молекулярным или ковалентным) [93–95].

Наконец *одновременное действие МП и механической нагрузки* при $B \perp l$ приводило за 6 с экспозиции в поле к такому же росту L , что и в предыдущих опытах после экспозиции кристаллов в МП в течение $\sim 10^3$ с (точка 4). Такое „усиление“ действия МП может быть обусловлено двумя причинами: а) включением третьего канала влияния МП, а именно действия на процесс взаимодействия дислокаций со стопорами (что было исключено самой постановкой опытов, отвечающих кривым 2 и 3, так как МП там уже отсутствовало во время механического нагружения); б) ускорением в $\sim 10^2$ – 10^3 раз процессов, происходящих в стопорах и ядрах дислокаций в МП под действием приложенных механических напряжений. Выбор между этими возможностями требует постановки специальных экспериментов. При $B \parallel l$ МПЭ отсутствовал, как и в [67–72].

В [83,84,92,96] „механическую“ подвижность дислокаций в ионных кристаллах в присутствии МП исследовали высокоразрешающим ($\sim 1 \mu\text{s}$) *in situ* методом регистрации дислокационной электрической поляриза-

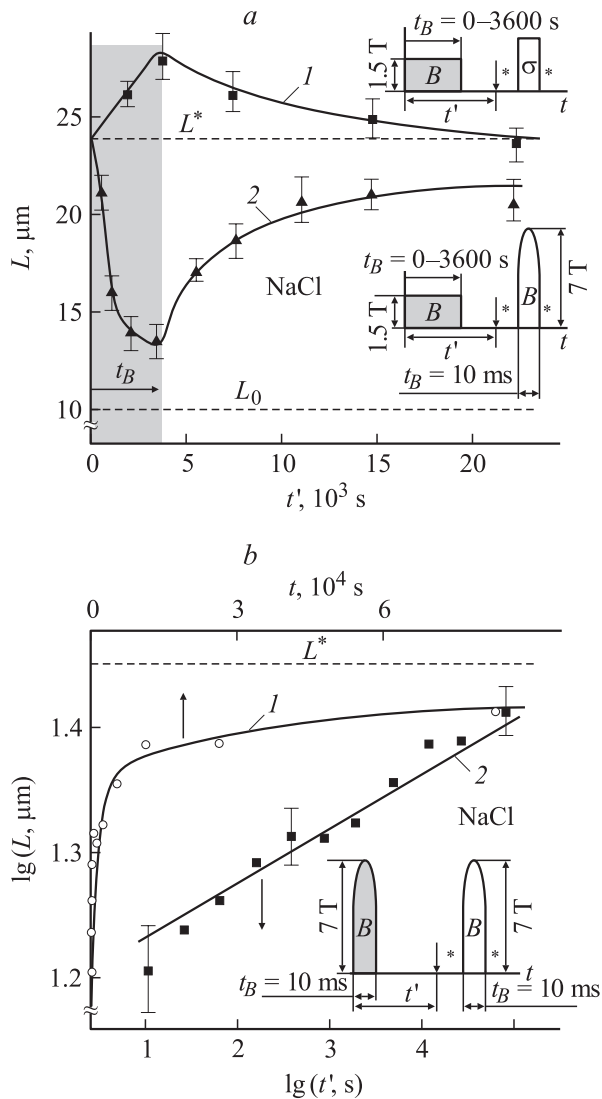


Рис. 8. Зависимость пробегов краевых дислокаций L в монокристаллах NaCl. *a* — от длительности t_B предварительной экспозиции образцов в постоянном МП $B = 1.5$ Т и времени t' до введения дислокаций. Смещения дислокаций были инициированы: *1* — механическими напряжениями σ , *2* — импульсом МП $B = 7$ Т, $t_B = 10$ мс. *b* — от длительности паузы t' между двумя последовательными импульсами МП $B = 7$ Т, $t_B = 10$ мс (*1* — в полулогарифмической шкале, *2* — в двойной логарифмической шкале). $T = 293$ К, L_0 — пробег в травителе, L^* — пробег в контрольных образцах, не экспонированных в МП до введения дислокаций. На врезке показана последовательность процедур. Обозначения на врезках те же, что и на рис. 7.

ции, который позволяет различать стадии открепления дислокаций от стопоров и их последующего движения. В кристаллах KCl:Ca МП увеличивало количество подвижных дислокаций, уменьшало время ожидания их старта, а на среднюю скорость движения влияло мало.

Последовательность из двух импульсов МП или МП и механической нагрузки σ позволяет осуществлять „время-разрешающую спектроскопию“ релаксационных

процессов в системе точечных дефектов и выяснять их кинетические особенности (рис. 8). Первый вид испытания будем называть в дальнейшем *B*-тестом, второй — σ -тестом. Идея опытов заключается в том, чтобы до введения дислокаций отдельно обрабатывать первым импульсом МП только магниточувствительные точечные дефекты, а затем через некоторое время ввести дислокации и инициировать их движение двумя разными способами, чтобы исследовать магниточувствительные и магнитонечувствительные стопоры отдельно. Из рис. 8, *a* видно, что предварительная магнитная обработка будущих стопоров приводила к росту L в σ -тесте и, напротив, к значительно большему падению L в *B*-тесте. С течением времени „память“ точечных дефектов о магнитной обработке „стирается“, и пробеги в первом случае возвращаются к значениям L^* в контрольных образцах (без предварительной магнитной обработки), а во втором — к несколько меньшему значению, чем L^* . На первый взгляд, кажется, что пауза дает возможность восстановиться точечным дефектам, измененным действием первого импульса поля. В этом случае они должны были бы снова становиться чувствительными к МП через достаточно большой промежуток времени после первого импульса поля. Однако последующая магнитная обработка не влияла на пробеги дислокаций, через какое бы время после первой она ни приводилась. Это означает, что, хотя подвижность дислокаций в σ -тесте восстанавливается через некоторое время после экспозиции кристалла в МП, точечные дефекты, однажды преобразованные полем, никогда больше не становятся чувствительными к его действию, т.е. их состояние необратимо изменяется действием уже одного только первого импульса МП достаточной амплитуды и длительности. Это дает основание рассматривать немонотонную зависимость пробегов дислокаций от времени в обоих тестах (рис. 8, *a*) как отражение двухстадийного релаксационного процесса, „запущенного“ первым импульсом МП. Большие времена релаксации (десятики тысяч с) однозначно указывают на протекание процессов на атомно-молекулярном уровне.

Заметим, что необратимость МПЭ в описанных экспериментах является следствием малости прикладываемых механических напряжений σ , лишь слегка превышающих стартовые для дислокаций. Такие напряжения не создают новых дислокаций и не увеличивают внутренних напряжений при движении существующих. Как будет видно далее (см. п. 1.4), при $\sigma > \sigma_y$ (σ_y — предел текучести), МПЭ может воспроизводиться многократно в процессе деформирования.

Стандартный анализ кинетических зависимостей способен пролить некоторый свет на природу магнитоиндуцированного преобразования стопоров. Известно, что мономолекулярным (внутрицентровым) реакциям соответствует экспоненциальная кинетика (как в радиоактивном распаде), которая спрямляется в полулогарифмических координатах, а бимолекулярным (например, рекомбинации) — степенная, которая спрямляется в двойных

логарифмических координатах [97]. Из рис. 8, *b* видно, что кинетика второй стадии релаксационного процесса, инициированного МП, хорошо спрямляется в log-log координатах. Это свидетельствует о блуждании и случайных встречах двух реагентов, которые образовались в результате распада точечных комплексов под действием первого импульса МП [86,98,99]. Очевидно, диссоциация многоатомных примесно-вакансионных комплексов приводит к тому, что свежесведенные дислокации зависят преимущественно магнитонечувствительных стопоров. Это и приводит к падению пробегов под действием второго импульса МП, поскольку ему становится не на что воздействовать. С другой стороны, общая концентрация стопоров (и чувствительных, и нечувствительных к МП) падает после магнитной обработки, что облегчает движение дислокаций в σ -тесте.

В [83,91,96,99,100] показано, что МП по-разному влияет на подвижность дислокаций в фазе роста нагрузки и в стадии ее постоянства. Это опять возвращает нас к проблеме стационарности эволюционирующих дислокационных ансамблей. Ясно, что на плато импульса нагружения ансамбль гораздо ближе к стационарности, чем в условиях непрерывно нарастающих напряжений, сопоставимых со стартовыми.

Особый интерес представляет МПЭ в кремнии, остающемся на протяжении десятилетий основой микроэлектроники. Дислокации в нем могут играть роль геттеров для примесей, менять электронные, оптические и транспортные свойства, что имеет большое практическое значение. В [101] обнаружен постэффект влияния предварительной экспозиции образцов кремния *n*-типа (удельное сопротивление 0.01–0.1 Ωm) при комнатной температуре в течение 15 min в постоянном МП $B = 0.7\text{ T}$ на последующую подвижность дислокаций (авторы не уточняют, каких именно) в поле механических напряжений $\sigma = 20\text{ MPa}$ при $T = 850\text{--}950\text{ K}$. Пробеги после магнитной обработки выросли примерно в 2 раза. В [102] авторы попытались построить модель МПЭ в Si, учитывая наличие трех типов препятствий для дислокаций (барьеров Пайерлса, примесных атомов и дислокаций леса).

В [95] методом избирательного травления обнаружен эффект двукратного понижения стартовых напряжений τ_{st} индивидуальных 60° дислокаций в Cz-Si, выращенном методом Чохральского (т.е. содержащем большое количество кислорода), после предварительной экспозиции образца в течение 3 часов в МП $B = 2\text{ T}$. Магнитная обработка кристалла с заранее введенными дислокациями производилась при комнатной температуре, а измерение подвижности в поле сдвиговых напряжений τ от 0 до 70 MPa — при 600°C . Скорость движения стартовавших дислокаций была подвержена влиянию обработки МП в значительно меньшей степени, чем τ_{st} . В бестигельном Si, содержащем кислорода на два порядка меньше, чем Cz-Si, влияние МП на подвижность дислокаций не было обнаружено. В связи с этим авторы полагают, что МП действовало на состояние молекул

кислорода, адсорбированных ядром дислокации, меняя их положение и энергию связи с дислокацией.

1.3. Внутреннее трение. Анализ параметров внутреннего трения (ВТ) на протяжении многих десятков лет используется как один из наиболее тонких и чувствительных инструментов исследования динамики дефектов (в частности, дислокаций и точечных центров) в поле механических напряжений. Влияние МП на параметры ВТ в ферромагнетиках изучены достаточно подробно [103,104].

ВТ в немагнитных материалах в присутствии МП изучено гораздо слабее. Эпизодические попытки обнаружить магнитные эффекты в диамагнетиках в 70–80-х годах минувшего века иногда давали положительные, но зачастую весьма противоречивые результаты [10,105]. Они не находили разумного объяснения и не привлекли большого внимания специалистов (за исключением работ, выполненных на полимерах [106]). Так, в [10] наблюдалось понижение логарифмического декремента затухания изгибных колебаний пластины Si (КЭФ 7.5/0.1, проводимость $\sim 10^{-2}\text{ }\Omega^{-1}\text{ cm}^{-1}$ *n*-типа) в постоянном МП, достигавшее четырехкратной величины в поле с индукцией $B = 0.09\text{ T}$. Авторы не привели величин деформации и приложенных напряжений (что не дает возможности определить, относятся ли результаты к амплитудно-независимому или амплитудно-зависимому ВТ) и не сделали попыток как-то проинтерпретировать наблюдавшееся явление. В [105] исследовали влияние МП на дислокационное ВТ в меди. Декремент затухания (в амплитудно-независимой области) при $T = 4.2\text{ K}$ возрастал в МП $B = 0.3\text{ T}$ в 2.5 раза в исходном образце, а после пластической деформации — в 1.7 раза в том же образце и поле. Дальнейшее увеличение индукции МП до 1.2 T не вызывало роста эффекта разупрочнения. Попытки объяснить эти результаты с позиций теории электронного торможения дислокаций в МП [47] (единственной к тому времени теории действия МП на пластичность диамагнитных металлов) были безуспешными, и, насколько нам известно, авторы в дальнейшем не пытались продолжить эту работу.

Начиная с середины 90-х годов, начали проводиться систематические исследования влияния МП на амплитудно-зависимое дислокационное ВТ в ряде ионных кристаллов (LiF, NaCl, KBr, KCl) при комнатной температуре [107–110]. Установлено, что МП $B \approx 0.1\text{--}0.75\text{ T}$ влияет на многие параметры ВТ, причем иногда в неожиданных направлениях. Под влиянием МП $B = 0.2\text{ T}$ модуль Юнга в KBr уменьшался, а декремент затухания возрастал, что свидетельствует об увеличении подвижности дислокаций в присутствии МП. Показано, что рост затухания обусловлен выходом заряженных краевых дислокаций за пределы облаков Дебая–Хюккеля и ростом вероятности отрыва колеблющихся дислокаций от локальных центров закрепления [108]. Предварительная экспозиция в МП, напротив, приводила к обратному эффекту — упрочнению образцов [110]. Вместе с тем МП подавляло генерирование дислокаций источниками,

локализованными в границах блоков [107], в результате чего при комнатной температуре формировались дислокационные структуры, характерные для высокотемпературного нагружения ЦГК. В этих работах также отсутствует обсуждение механизмов действия МП на первичные акты взаимодействия дислокаций со стопорами.

В 80–90-е годы было опубликовано большое число работ, описывающих феноменологию влияния слабого МП на ВТ и релаксацию структуры в других немагнитных материалах при комнатной температуре (в стеклокерамиках, оксидных стеклах, цветных сплавах, поликристаллическом алюминии технической чистоты и др.) [111–116]. Однако в этих работах отсутствует информация о дислокационной структуре и, как следствие, анализ ее роли в наблюдавшихся эффектах влияния МП.

1.4. Макропластичность, твердость. Как хорошо известно, между подвижностью индивидуальных дислокаций и макропластическими характеристиками отсутствует простая однозначная связь. Поэтому представляло интерес выяснить характер влияния МП на пластическое течение при больших деформациях ε . Впервые это было сделано в [117–119]. Во время одноосного сжатия монокристаллов NaCl до $\varepsilon \approx 5\%$, длившегося 10–15 min, на разных стадиях деформирования кратковременно (на 5–10 s) включали постоянное МП $B = 0.7$ Т (рис. 9). Коэффициент деформационного упрочнения $G = \partial\sigma/\partial\varepsilon$ в эти отрезки времени (G_B) падал (в максимуме до 2 раз). Действие импульсного МП ($B = 7$ Т, $t_B = 10$ ms) приводило к скачкообразному падению G спустя 50–100 ms после окончания импульса. Затем следовал участок с повышенным G , на котором

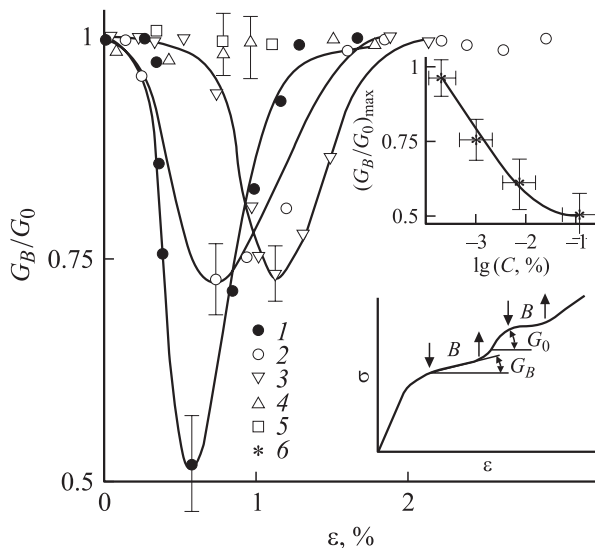


Рис. 9. Изменение коэффициента деформационного упрочнения при макродеформировании ионных кристаллов в постоянном МП ($B = 0.7$ Т) в функции от достигнутой степени деформации ε и примесного состава. $T = 293$ К, 1 — NaCl:Ca (0.1%); 2 — KCl:Ca (0.03%); 3 — LiF:Mg (0.03%); 4 — KCl:Pb (0.03%); 5 — KCl:Mn (0.03%); 6 — NaCl:Ca (концентрационная зависимость)

МП не оказывало заметного действия. Через несколько секунд G становился близким к G_0 до включения МП. Максимальной величины эффект разупрочнения достигал сразу за пределом текучести и плавно затухал при достижении $\varepsilon \approx 2$ –3% как при включении постоянного, так и импульсного МП. Зависимость величины МПЭ от ε с максимумом на стадии легкого скольжения свидетельствует о том, что МП способствует преодолению точечных стопоров примесного происхождения и мало влияет на прозрачность дислокаций леса.

Из всех испытанных наиболее чувствительными к МП оказались кристаллы, легированные Са, для которого ионный радиус (0.197 nm) близок к ионному радиусу Na^+ (0.186 nm) в решетке NaCl. В кристаллах с примесями Eu, In, Mg в концентрациях, гарантированно превышающих фоновые значения, также можно было обнаружить чувствительность к МП. В кристаллах с примесью Mn и Pb МПЭ не наблюдался (как и в опытах с подвижностью индивидуальных дислокаций). Зависимость величины МПЭ от содержания Са (C) в NaCl представлена на врезке рис. 9. Зависимость МПЭ от типа и концентрации примеси указывает на то, что примесные атомы принимают активное участие в магниточувствительных процессах и при макродеформировании.

Вместе с тем, как легко видеть из сравнения концентрационных зависимостей на врезках к рис. 3 и 9, для одних и тех же кристаллов NaCl:Са в опытах с депиннингом дислокаций магнитным полем в ненагруженных образцах наблюдается падение МПЭ с увеличением C , в то время как при активном макродеформировании, напротив, рост (с признаками насыщения). Это можно объяснить двойкой ролью иновалентной примеси в кристалле в условиях действия на него МП. С одной стороны, рост C увеличивает общее количество стопоров, а следовательно, повышает стартовые напряжения для дислокаций и предел текучести, а с другой — приводит к увеличению числа объектов, на которые может действовать МП, и их доли в общей статистике тормозящих центров. Очевидно, первый фактор важнее в условиях, когда движущей силой МПЭ являются невысокие внутренние напряжения, а второй — в опытах с макродеформированием, когда внешних напряжений достаточно для преодоления большинства локальных стопоров.

В [120–123] приводятся данные об уменьшении предела текучести σ_y в ионных кристаллах в МП ~ 1 Т до 2.5 раз и обсуждаются возможные причины этого эффекта. В [124] исследовалось влияние постоянного МП с индукцией $B = 0.2$ Т на скорость ползучести сегнетоэлектрических кристаллов NaNO_2 и монокристаллов LiF. Установлено, что в обоих материалах включение МП приводит к росту скорости ползучести $\dot{\varepsilon}_B$, а выключение — к возврату ее величины к прежнему значению $\dot{\varepsilon}_0$. Отношение $\dot{\varepsilon}_B/\dot{\varepsilon}_0$ сильно зависело от скорости деформации перед включением МП и в NaNO_2 достигало 7 при $\dot{\varepsilon}_0 \approx 0.2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, в то время как в LiF оно не превышало 1.6. Причины столь высокой

чувствительности NaNO_2 к МП остаются неясными. В [125] изучались *in situ* действие и последствие постоянного МП с B от 0.2 до 2 Т на скорость ползучести в молекулярных кристаллах фуллерита C_{60} . Знак эффекта зависел от температуры (фазового состояния образца). При $T = 293$ К (в ГЦК решетке) МП приводило к ускорению деформации, в то время как при $T = 110$ К (простая кубическая решетка), напротив, к ее замедлению вплоть до полного прекращения в первые секунды после включения МП. Инверсия знака МПЭ при фазовом переходе в C_{60} наблюдалась ранее в [126], где изучалось последствие МП на микротвердость фуллерита в интервале температур экспозиции в поле от 200 до 300 К.

Несколько особняком в длинном ряду МПЭ, обнаруженных в последние годы, стоят магнитные эффекты в полимерах. Первоначально их помещали в МП во время полимеризации, отверждения или в высокоэластичном состоянии выше температуры стеклования, а потом изучали их свойства при более низких температурах. При этом наблюдались индуцированные полем изменения структуры, диэлектрических и механических свойств, которые большинство авторов связывали с ориентационными процессами в структуре полимера под действием МП. Обзор этих работ можно найти в [127].

В серии работ [128–130] обнаружено влияние постоянного МП $B = 0.2\text{--}0.4$ Т на кинетику ползучести ряда полимеров (ПММА, ПВХ и др.) в стеклообразном состоянии (при $T \approx 300$ К). При этом эффект *in situ* действия МП на скорость ползучести, величину и скорость микроскачков деформации значительно возрастал, если образец до начала деформирования в МП выдерживался в таком же или более сильном поле длительное время (до 700 h). Авторы связывали наблюдаемые эффекты с величиной диамагнитной восприимчивости отдельных мономерных звеньев и ее анизотропией, хотя и не предлагали детального механизма влияния МП на них (с учетом перечисленных выше проблем, свойственных „силовым“ моделям такого рода).

Обработка ионных, ионно-ковалентных, молекулярных кристаллов (C_{60}) и других в МП приводит к последствию, выражающемуся и в долговременных изменениях микротвердости H [12,93,94,126,131–136]. В качестве примера на рис. 10 показаны зависимости H от времени t , прошедшего после действия импульса поля в кристаллах NaCl , C_{60} и ПММА. Разумеется, и в этом случае речь может идти лишь о влиянии МП на исходную структуру, так как все процедуры нагружения и измерения H происходили через некоторое время после экспозиции образца в МП.

Последствие коротких импульсов МП ($B = 30$ Т, $t_B = 25\text{--}1300$ μs) на механические свойства полимеров в стеклообразном состоянии изучалось в [131–133]. Установлено, что наблюдаемые эффекты разупрочнения после действия МП носят обратимый характер (для релаксации H к исходному значению требовались десятки часов при $T = 300$ К) и не могут быть объяснены

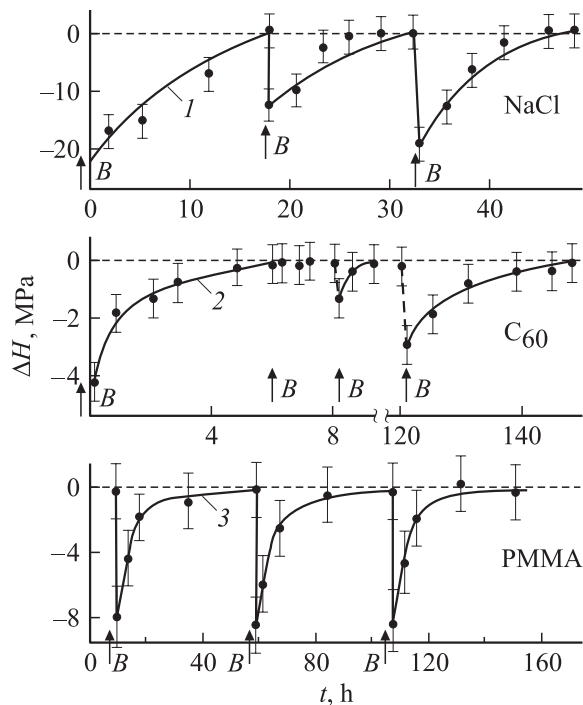


Рис. 10. Зависимости изменения микротвердости H от времени t после обработки импульсом МП ($B = 24$ Т, $t_B = 10^{-4}$ с) в монокристаллах NaCl (1), C_{60} (2) и ПММА (3). Значения H до включения МП показаны штрихом, а моменты включения МП — стрелками. $T = 293$ К.

переориентацией звеньев макромолекул (из-за малого времени действия импульса МП). Вместе с тем наблюдалась корреляция величины дипольных и магнитных моментов боковых групп цепи и характеристик МПЭ.

Невзирая на высокую степень опасности искажения результатов вследствие инструментальных эффектов в нагружающем устройстве (см. например, [35]), в [137–139] исследовали *in situ* влияние МП $B = 0.2$ Т на микротвердость монокристаллов Bi . МП включали непосредственно в процессе внедрения индентора. Авторы наблюдали рост H и уменьшение размеров двойниковых прослоек вокруг отпечатка.

1.5. Разрушение. Пластическое течение и разрушение — связанные, а зачастую взаимообусловленные процессы. Зарождение и медленный рост трещин до критического размера, как правило, контролируются подвижностью и характером взаимодействия дислокаций. Поэтому влияние МП на их динамику должно отражаться и на поведении трещин. Кроме того, МП может действовать на квазихрупкое разрушение, усталость, износ и т. п. и по другим, недислокационным каналам [140].

Ограничимся результатами, относящимися к разрушению ионных кристаллов в постоянном МП. В [141] наблюдалось изменение направления роста трещины в монокристалле LiF при попадании ее вершины в область действия МП ($B = 0.1\text{--}1$ Т). При этом трещина переходила из плоскости спайности типа (100)

(обычной для щелочно-галогидных кристаллов) в плоскость с большей поверхностной энергией типа (110), которая является плоскостью легкого скольжения для краевых дислокаций. Авторы работы [141] использовали для объяснения этого эффекта модель, предложенную в [142] М. Молоцким. Она сводится к блокированию лавинной релаксации поверхностных электрических зарядов на противоположных полостях трещины за счет магнетронного эффекта в МП. Однако, согласно [142], для отсечки электронных лавин в полости растущей трещины необходимы поля > 30 Т, которые на 2 порядка величины превышают использовавшиеся в [141]. К моменту опубликования [141] не было известно о возможности сильного стимулирования подвижности дислокаций в LiF в гораздо более слабых МП. Разупрочнение в плоскости скольжения наиболее подвижных краевых дислокаций, скорее всего, и было причиной перехода трещины в эту плоскость. В [143,144] те же авторы наблюдали увеличение в МП $B = 0.4$ Т предельных нагрузок, выдерживаемых образцами LiF до разрушения (до 1.4 раза), а также числа импульсов акустической эмиссии до разрушения в 2.5 раза. Из кривых нагружения $\sigma - \epsilon$, приводимых авторами, следует, что эффект упрочнения в МП достигался не столько за счет увеличения $G = \partial\sigma/\partial\epsilon$, сколько за счет роста ресурса пластичности в области больших ϵ . С учетом полученных теперь результатов по магнитопластичности, естественно предположить, что рост несущей способности в МП произошел за счет более легкой релаксации напряжений в местах их концентрации благодаря увеличению подвижности дислокаций. Все это дает основание полагать, что гораздо более сложные и менее изученные процессы течения и разрушения при больших деформациях также подвержены влиянию МП и могут рассматриваться как часть науки о механическом поведении твердых тел в электромагнитных полях.

Подведем промежуточные итоги начального этапа изучения МПЭ в диамагнитных кристаллах. Несмотря на некоторую несогласованность, а иногда и противоречивость имеющихся данных, связанных с недостатком информации об условиях эксперимента и предыстории образца, плохо контролируемым примесным составом и состоянием примеси, различиями в подходах к интерпретации результатов и т. д., в целом можно считать твердо установленными следующие положения.

1) Влияние слабых МП на неупругие и пластические свойства твердых тел различной природы наблюдается на всех структурных уровнях и степенях деформации (от 10^{-5} до 1).

2) В немагнитных материалах имеют место как магнитные эффекты *in situ*, так и постэффекты — длительная или постоянная „память“ об экспозиции в МП. Как правило, они носят пороговый характер по величине индукции МП и продолжительности его действия, а также достигают насыщения в полях несколько Т. Следует различать, по меньшей мере, две причины насыщения: одна связана с магниточувствительными процессами

в дефектной структуре, а другая — с ограничением пробега дислокаций непреодолимыми стопорами. Заметим, что как пороговый характер, так и насыщение МПЭ по магнитному полю косвенно свидетельствует о селективном влиянии МП на определенные дефекты и степени свободы в кристалле, в то время как другие не испытывают такого влияния. Иными словами, МП специфически меняет соотношение между различными факторами, контролирующими физико-механические свойства кристаллов.

3) В МП от 0.1 до 1–2 Т величина эффекта обычно пропорциональна B^2 и не зависит от направления вектора поля \mathbf{B} , если он лежит в плоскости, перпендикулярной линии дислокации \mathbf{l} . При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{l}$ МПЭ отсутствует.

4) Для реализации МПЭ необходима биографическая или непрерывно возобновляемая неравновесность структуры. В первом случае МПЭ может иметь „разовый“ характер и после релаксации структуры, вызванной действием МП достаточной амплитуды и длительности, больше не воспроизводится в последующих магнитных обработках.

5) Большое влияние на МПЭ оказывает тип и состояние примеси. Как правило, наибольший эффект возникает при наличии в кристалле иновалентных примесей, не создающих больших дилатационных искажений в решетке.

6) Существует не один, а несколько каналов влияния МП на структуру и свойства. В результате МП может индуцировать многостадийные параллельно-последовательные процессы релаксации дефектной структуры, часть которых имеет уникальный характер и не может быть инициирована термообработкой, механическими воздействиями и т. п. Наиболее важными из процессов, катализируемых МП, являются депиннинг дислокаций, распад примесных комплексов и последующая рекомбинация продуктов распада на других дефектах структуры или между собой.

2. Комбинированные и родственные явления, стимулируемые в твердых телах магнитным полем

Пластическое течение — одно из релаксационных явлений в твердых телах, имеющее много общего с другими ему подобными явлениями, контролируемые динамикой дефектов атомарной структуры или электронных возбуждений. Некоторые из них также обладают высокой чувствительностью к слабым МП, что было обнаружено даже раньше, чем МПЭ. Несмотря на то, что при этом регистрируют немеханические отклики, природа первичных актов может иметь общие корни. Определенные преимущества такой постановки опытов заключаются в том, что измеряемая величина может отражать ход процессов, более близких к элементарным актам действия МП, чем в механических испытаниях, и

быть менее инерционной. С другой стороны на электронные возбуждения можно подействовать и другими средствами (светом, электрическим полем, ионизирующим облучением) и получить дополнительную информацию об их динамике в МП. Поэтому в дальнейшем кратко рассмотрено несколько групп близких к МПЭ „магнитных“ эффектов, наблюдавшихся в магнитоупорядоченных твердых телах в слабых МП.

2.1. Электро-магнитопластичность. Оставляя в стороне чисто электропластические эффекты (ЭПЭ), которые исследуются в диэлектриках, полупроводниках, металлах, сплавах и др. уже около полувека [145–151], сосредоточимся на обсуждении комбинированного действия магнитного и электрического поля (ЭП) на объект. Помимо того, что имеется ряд работ, в которых эти поля прикладываются к образцу поочередно или одновременно, необходимо принять во внимание следующие важные обстоятельства. „Постоянное“ МП, строго говоря, никогда не бывает абсолютно неизменным во времени: его необходимо включать и выключать или вносить образец в поле и выводить из него и т.п. Вследствие этого необходимо учитывать возможную роль вихревого ЭП, сопутствующего этим процедурам (не говоря уже об импульсных или быстропеременных МП). С другой стороны, возбуждение ЭП в проводнике создает в нем электрический ток и сопутствующее ему МП. В ионных и полупроводниковых кристаллах типа A^3B^5 , A^2B^6 зарождение и перемещение заряженных дислокаций создает сложную динамическую мозаику внутренних электрических полей, влияние которых на другие дефекты (в частности, локальные и протяженные барьеры для дислокаций) может накладываться на действие внешних механических и магнитных полей. Так что по существу на отдельные элементы структуры и образец в целом всегда действует некоторая комбинация ЭП и МП. Из общих соображений и многочисленных наблюдений вытекает, что такое воздействие в ряде случаев может быть гораздо более сложным, чем в моделях, учитывающих только каждое поле в отдельности.

Остановимся подробнее лишь на нескольких наиболее ярких свидетельствах нетривиальности эффектов, которые могут реализоваться при совместном действии МП и ЭП, хотя число таких примеров легко может быть умножено в несколько раз. В [152–156] описан эффект влияния слабого ЭП с напряженностью $E = 0.25–5 \text{ kV/m}$, включаемого одновременно с МП $B = 0.05–0.5 \text{ T}$, на подвижность свежевведенных дислокаций в монокристаллах LiF и NaCl с примесью Ca, Ni, Cu и Pb. ЭП до 1.5 kV/m не приводило к движению дислокаций в отсутствие МП. При включении МП с $B \geq 0.15 \text{ T}$ даже ЭП с $E = 250 \text{ V/m}$ вызывало увеличение подвижности краевых дислокаций. Инверсия знака ЭП приводила к изменению направления движения большинства краевых дислокаций на противоположное, что согласуется с наблюдавшейся линейной зависимостью их пробегов от величины E . Максимальная подвижность дислокаций реализовывалась в случае, когда вектор E

лежал в плоскости их скольжения и был направлен перпендикулярно линии дислокации. Если при $E = 0$ имела слабая температурная зависимость подвижности (см. подробнее п. 1.1), то при наличии ЭП она совсем отсутствовала в диапазоне T от 77 до 300 К. Важно также отметить, что в условиях вращающегося МП ($B = 0.5 \text{ T}$) включение ЭП ($E = 1.2 \text{ kV/m}$) приводило к увеличению пробегов только краевых дислокаций (без изменения пороговой частоты вращения МП ν_c) и не влияло ни на какие параметры подвижности винтовых дислокаций. Из совокупности этих результатов авторы делают вывод, что ЭП действует силовым образом на скорость пробегов заряженных дислокаций между магниточувствительными стопорами, не оказывая существенного влияния (ввиду своей малости) на вероятность их депиннинга в МП. Дальнейшее понижение ЭП при одновременном наблюдении за направлением движения открепившихся дислокаций могло бы дать оценку величины и распределения внутренних напряжений в этих кристаллах. Заметим, что в дополнение к соображениям авторов о механизмах магнито-электропластического эффекта в ионных кристаллах целесообразно учесть возможность влияния на результаты инжекционно-пластического эффекта [157–159], поскольку ЭП в этих опытах создавалось посредством гальванического контакта электродов с образцом.

В [160] исследовано совместное действие постоянных МП ($B = 0.1–0.4 \text{ T}$) и ЭП ($E = 0–5 \text{ kV/m}$) на макроскопическую деформацию кристаллов NaCl при сжатии с постоянной скоростью относительной деформации $\dot{\epsilon}$ от $5 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Обнаружено, что во всем исследованном диапазоне B и $\dot{\epsilon}$ включение ЭП приводило к дополнительному разупрочнению (до 2 раз по пределу текучести σ_y), достигавшему насыщения по ЭП при $E \approx 1 \text{ kV/m}$. Одновременно увеличивалась скорость деформационного упрочнения и плотности дислокаций. Заметим, что подобные явления известны и хорошо изучены в отсутствие МП, но обнаруживаются лишь в полях $E \geq 10^3 \text{ kV/m}$. Иными словами, включение МП с $B = 0.4 \text{ T}$ может увеличивать чувствительность макросвойств NaCl к ЭП более чем на 3 порядка величины.

В монокристаллическом кремнии обнаружено повышение электростимулированной подвижности дислокаций при включении МП $B = 0.05–1 \text{ T}$ [161–164]. Магнитный эффект был выявлен методом акустической эмиссии [161], а затем и избирательным травлением. Установлено, что при плотности тока $3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ МП с индукцией 1 Т увеличивает пробеги дислокаций в *n*-Si до 40 раз. Поскольку обычные условия эксплуатации полупроводниковых приборов и микросхем предполагают одновременное действие тока и МП на их структуру, эти результаты могут иметь важное практическое значение.

В [163] описаны результаты экспериментов по выявлению влияния предварительной выдержки в МП ($B = 0.17 \text{ T}$) при комнатной температуре в течение 7 суток монокристаллов кремния (легированных фосфором или бором при выращивании методом Чохральной

ского) на последующую подвижность дислокаций при $T = 923 \text{ K}$ в отсутствие МП. Установлено, что такая предварительная магнитная обработка приводит к закреплению дислокаций и уменьшению скорости их движения $\langle V \rangle$ в поле внешних механических напряжений ($\sigma = 63.5 \text{ МПа}$). Пропускание электрического тока плотностью 10^6 A/mm^2 одновременно с механическим нагружением привело к росту $\langle V \rangle$ в 15 раз, а в обработанных МП — только в 5 раз. Иными словами, предварительная выдержка в слабом МП понизила в 3 раза электростимулированную подвижность дислокаций (по-видимому, 60-градусных) в легированном Si. Энергия активации движения при этом составила $\cong 0.75 \text{ eV}$ (против 2.03 eV в контрольных образцах, не обработавшихся МП и не стимулировавшихся пропуском тока во время механического нагружения). К сожалению, экспозиция образцов в МП проводилась уже после введения дислокаций. Это не дало возможности авторам разделить вклады различных возможных процессов в МПЭ (модификация точечных дефектов и их комплексов, структуры ядра дислокации, окружающей ее атмосферы или характер взаимодействия дислокаций с возможными стопорами) в конечный результат.

В [165] исследовалось укрепление краевых дислокаций в кристаллах NaCl:Ca серией импульсов МП ($B = 7 \text{ T}$, $t_B \cong 10 \text{ ms}$). Первым импульсом обрабатывался кристалл до введения дислокаций. В результате такой обработки второй импульс МП был неспособен оказывать действие на дислокации в течение длительного времени. При комнатной температуре способность МП откреплять свежевведенные дислокации восстанавливалась через $\sim 10^3 \text{ s}$ (аналогично опытам на рис. 9). Действие переменного ЭП ($f = 400 \text{ Hz}$, $E = 3 \cdot 10^5 \text{ V/m}$) после первого импульса МП приводило к ускорению восстановления магниточувствительности депиннинга в $\sim 10^2$ раз. Результат зависел также от последовательности процедур: если дислокации вводились до включения ЭП, то эффект его влияния на их подвижность был больше в 2 раза по сравнению с опытом, в котором дислокации вводились после экспозиции образца в ЭП [92]. Это свидетельствует о „многоканальности“ действия ЭП (как и МП, рис. 7) на структуру кристалла. В отсутствие дислокаций ЭП могло действовать только на систему точечных дефектов, и это давало заметный эффект в МПЭ. Но еще больший эффект возникал, когда ЭП действовало и на стопоры, и на дислокации, и на их взаимодействие.

Изящная идея объяснения электропластических эффектов в металлах [149–151], позволяющая улучшить согласие теории и эксперимента, принадлежит М. Молоцкому и В. Флерову [166,167], которые предложили учесть депиннинг дислокаций под действием собственного МП образца с протекающим по нему током. Предполагается, что таким способом можно непротиворечиво объяснить все качественные и количественные закономерности электропластичности. Например, квадратичная зависимость МПЭ от тока I может быть обусловлена

квадратичной зависимостью МПЭ от B (которая пропорциональна I), а пороговые значения тока по амплитуде и длительности — теми же причинами, что контролируют магнитный депиннинг дислокаций и т.д.

2.2. Фото-магнитопластичность. Интерес к исследованиям комбинированного действия света и МП на пластичность обусловлен вполне очевидными обстоятельствами: объектами такого воздействия на уровне первичного акта являются электроны и электронные возбуждения в структурных дефектах, что дает возможность углубления представлений об электронном строении магниточувствительных центров и реализации оптического управления МПЭ. Широко известный цикл работ Ю.А. Осипьяна с сотрудниками по фотопластичности (см. для обзора [148]) впервые ясно показал, что физико-механические свойства реальных твердых тел могут быть поняты на фундаментальном уровне только с позиций электронных свойств дислокаций и преодолеваемых ими препятствий.

В отличие от термообработки, механического или электрического воздействия поток монохроматического света может вызывать селективное фотостимулированное преобразование отдельных структурных дефектов, возбуждать или гасить определенные переходы в электронной подсистеме и т.д. Поэтому ряд работ был посвящен обнаружению и исследованию взаимовлияния фото- и магнитопластических эффектов [168–175]. Помимо принципиального интереса принималось во внимание и то, что в случае существования перекрестных фотомагнитопластических эффектов необходимо контролировать условия освещения образца при исследовании МПЭ.

На рис. 11, *a* показана зависимость от энергии квантов света фотостимулированного изменения пробегов краевых дислокаций в кристаллах NaCl для двух различных способов приведения их в движение — действием механической нагрузки и МП ($B = 7 \text{ T}$, длительность $t_B = 10 \text{ ms}$). Существенно, что самой постановкой опытов было исключено действие света на свежие дислокации и процесс их взаимодействия со стопорами, поскольку дислокации вводили после фотоэкспонирования кристалла. Иными словами, свет мог действовать только на структуру будущих стопоров — точечных дефектов и их комплексов (пробеги свежевведенных краевых дислокаций были значительно меньше среднего расстояния между дислокациями леса). Из рис. 11, *a* видно, что максимумы спектральной фоточувствительности для обеих серий экспериментов совпадают, но в σ -тесте наблюдается небольшой рост подвижности, в то время как в B -тесте — ее сильное снижение (аналогично опытам на рис. 8). Одно из наиболее существенных различий этих двух тестов состоит в том, что механические напряжения в принципе могут откреплять дислокации от любых стопоров, а МП — только от магниточувствительных.

Сопоставляя данные, приведенные на рис. 11, *a* и 8, можно сделать вывод: свет с энергией квантов

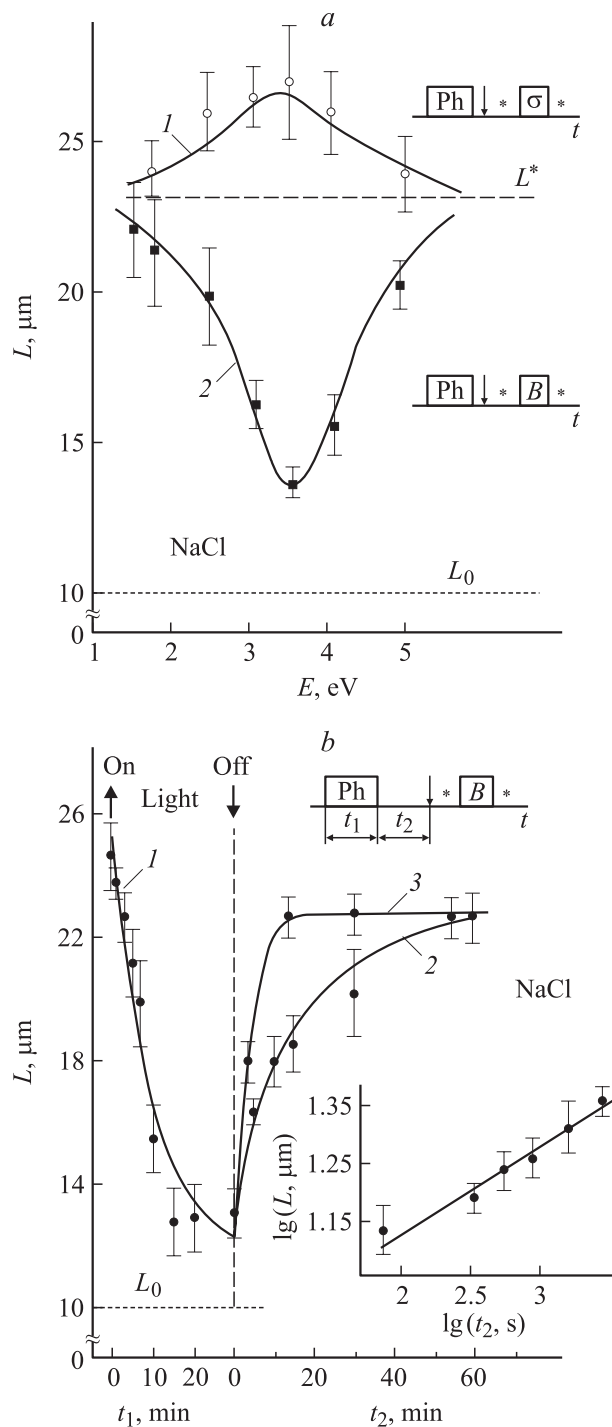


Рис. 11. *a* — зависимость пробегов краевых дислокаций в монокристаллах NaCl, вызванных механическим (1) и магнитным (2) воздействием соответственно, от энергии квантов света E при предварительной фотоэкспозиции образцов. Штрихом показаны значения пробегов в кристаллах, не подвергшихся фотоэкспозиции L^* , и фоновый пробег L_0 в травителе. На врезках показана последовательность процедур. Ph — фотоэкспозиция, остальные обозначения те же, что и на рис. 7. *b* — зависимость пробегов краевых дислокаций в NaCl под действием МП от длительности фотоэкспозиции с энергией квантов $E = 3.6$ eV (1) и продолжительности „отдыха“ в темноте (2) или с ИК-подсветкой $E < 1.5$ eV (3). Индукция МП $B = 7$ Т, $t_B = 10$ ms, $T = 293$ К.

$E = 2-5$ eV селективно действует на структуру магниточувствительных стопоров (с максимумом спектральной чувствительности при $E_{max} = 3.5$ eV), ослабляя их способность тормозить дислокации в результате внутренних фотохимических реакций. Для σ -теста это означает среднестатистическое снижение высоты локальных барьеров и повышение подвижности. При введении дислокаций в такой кристалл они зависят преимущественно на магниточувствительных стопорах, и при стимулировании их открепления включением МП в B -тесте ползу оказывается не на что действовать. Одновременно здесь содержится и отрицательный ответ на вопрос, влияет ли вихревое ЭП на открепление дислокаций в импульсном МП с довольно высокой индукцией (7 Т в этих опытах). Аналогичные данные получены и на кристаллах KCl и LiF, с той только разницей, что E_{max} для них закономерно менялось с изменением параметра решетки a (как a^{-2}) и составляла 2.8 и 6.6 eV соответственно.

Индуцированные светом состояния точечных дефектов были обратимыми и релаксировали при $T = 300$ К с постоянной времени $\sim 10^3$ s (рис. 11, *b*). Кинетика этой релаксации носила бимолекулярный характер (врезка на рис. 11, *b*), т. е. отражала рекомбинационный тип реакции между продуктами фотохимического распада. Подсветка ИК-светом ($E_{max} < 1.5$ eV) на стадии такой релаксации приводила к ее ускорению в десятки раз. В [176] наблюдалась анизотропия подвижности дислокаций в кристаллографически эквивалентных плоскостях типа (110): после фотоэкспозиции кристаллов в поляризованном свете (плоскость поляризации совпадала с одним из направлений {110}) доля сдвинувшихся под действием МП дислокаций в плоскости поляризации была в 1.5 раза больше, чем в перпендикулярной. Разницы в величине пробегов обнаружено не было.

В другой серии экспериментов γ -облученные кристаллы KCl освещали F -светом ($\lambda = 555$ nm), что позволяло избирательно возбуждать в зону проводимости электроны с F -центров [175,176]. Контрольные опыты (без освещения) показали, что экспозиция таких образцов в МП ($B = 2$ Т, $t_B = 20$ s) приводила к длительному (десяти часов), но обратимому снижению микротвердости на 8%. Фотоэкспозиция на F -свете образцов, обработанных МП, вызывала частичное восстановление твердости, повышая ее на 4% за 5 s. Последующее действие МП снова понижало ее до предыдущего значения. Это чередующееся разупрочнение под действием МП и частичное упрочнение под влиянием F -света могло быть воспроизведено многократно в течение нескольких минут. Опыты с кристаллами, в которых помимо магниточувствительных стопоров, характеризующихся глубокими уровнями в запрещенной зоне, имеются менее глубокие F -центры, позволяют перезаселять первые с помощью света с подходящей энергией квантов E и управлять величиной и характером МПЭ. Эффективное влияние света определенных длин волн на магниточувствительность механических свойств широкозонных кристаллов однозначно указывает на электронную природу МПЭ в

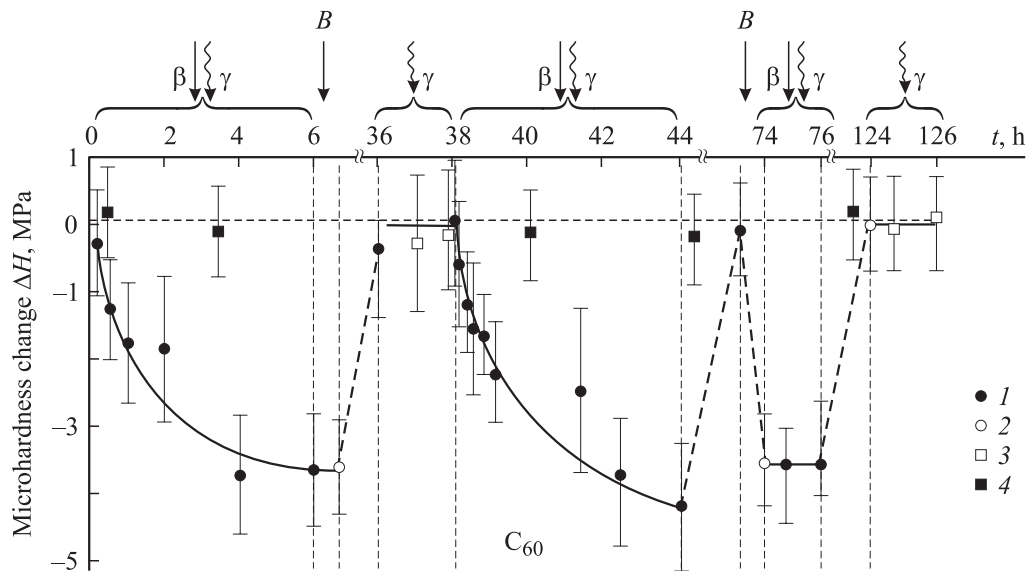


Рис. 12. Изменение микротвердости H монокристаллов фуллерита C_{60} в результате поочередного действия ионизирующего облучения и импульсов МП ($B = 25$ Т, $t_B = 10^{-4}$ с). 1 — $\beta + \gamma$ -облучение, 2 — обработка в МП, 3 — γ -облучение, 4 — после шлифовки поверхности.

них и, в частности, на изменение структуры одних и тех же примесных комплексов как под действием света, так и МП.

2.3. Радиационно-магнитопластические эффекты. Воздействия на твердое тело потока электромагнитных квантов (оптического, рентгеновского и γ -диапазона), а также легких частиц (например, β^-) в значительной мере сходны, поскольку первоначально это приводит к электронным возбуждениям, а затем в результате распада этих возбуждений — к ионизации, фотохимическим реакциям и смещениям атомов из узлов решетки. Это родство делает их удобным инструментом исследования природы МПЭ и различных комбинационных эффектов, которые могут быть нелинейными, неаддитивными и вследствие этого трудно прогнозируемыми. Вместе с тем одновременное действие слабого МП и фонового облучения является обычными условиями окружающей нас среды, что делает обозначенную проблему еще и жизненно важной. К сожалению, на физическом уровне рассмотрения проблемы выполнено не так много работ, в то время как над ее биомедицинскими аспектами работают целые институты (см. для обзора [177]).

Влияние предварительного малодозового (< 1 Gy) рентгеновского облучения на МПЭ в кристаллах LiF и NaCl с различным примесным составом было обнаружено в [178] и подробно описано в [155,179]. Во всех случаях рост дозы вызывал падение пробегов дислокаций под действием постоянного МП ($B = 0.3-0.6$ Т). Однако значительно более интересные результаты были получены в опытах с вращающимися МП. В дополнение к одной критической частоте на зависимости пробега дислокаций от угловой скорости вращения поля, появлялась вторая, более высокая (рис. 4, *b*). Она была

нечувствительна к дозе облучения (в отличие от первой, обусловленной примесью). Это указывает на появление под действием облучения второго типа магниточувствительных стопоров с меньшим характерным временем депиннинга. Если время открепления контролируется молекулярной динамикой, то это вполне закономерно, поскольку радиационно-индуцированные стопоры (особенно при столь малых дозах облучения) имеют меньшие размеры, чем многоатомные примесные комплексы. Несмотря на то, что авторы не проводили испытаний облученных таким образом кристаллов в поле механических напряжений, можно с уверенностью сказать, что при столь низких дозах никаких изменений механических свойств в традиционных испытаниях обнаружить бы не удалось. Измерение магнитостимулированной подвижности легко обнаружило присутствие дефектов нового типа, хотя их концентрация определенно была ниже предела обнаружимости даже методами ЭПР или оптической спектроскопии.

В [180] был обнаружен эффект влияния на МПЭ в монокристаллах C_{60} еще более низких доз (~ 1 cGy) β^- -облучения (рис. 12). Эффект носил обратимый характер: сразу после облучения МПЭ пропадал, но после некоторого времени релаксации ($\tau_r \sim 50$ h при $T = 293$ К) магниточувствительность восстанавливалась. И наоборот, обработка кристалла в МП делала его „радиационностойким“ на то же время τ_r , т. е. нечувствительным к облучению (с точки зрения механических свойств). По-видимому, это свидетельствует о действии МП и β^- -частиц на одни и те же объекты в кристалле. Описанные эффекты не имеют пока исчерпывающего объяснения и требуют дополнительного изучения. Однако ясно, что в ионных и молекулярных кристаллах (как и в полупроводниковых, см. п. 2.6) совместное влияние

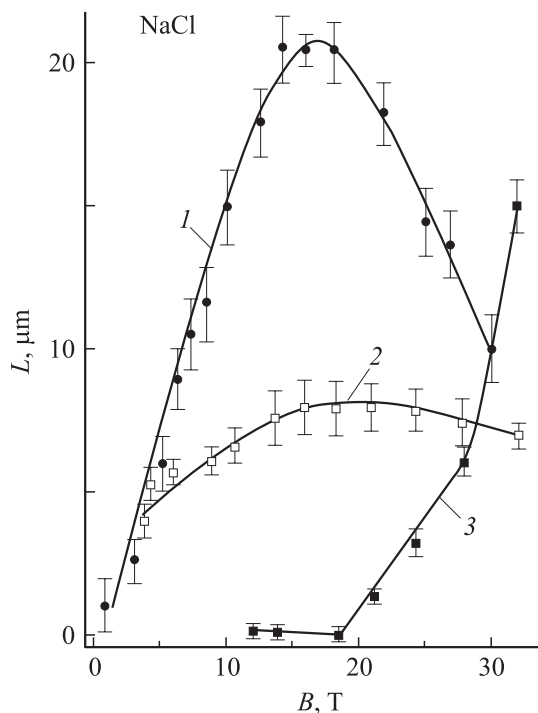


Рис. 13. Зависимость пробегов краевых дислокаций L в монокристаллах NaCl от амплитуды стимулирующего депиннинг импульса МП длительностью $t_B = 10^{-4}$ с. 1 — свежезакаленные (от $T = 750$ К) кристаллы, $T = 293$ К. 2 — то же при $T = 120$ К. 3 — состаренные кристаллы, $T = 293$ К.

даже очень низких доз облучения и МП может вызвать весьма заметные эффекты.

2.4. Магнитопластичность в сильных магнитных полях. До сих пор речь шла об эффектах, индуцируемых МП, которые удовлетворяли условиям малости $\Delta U_m = 2\mu_B g M B$ по отношению к $U_T \sim kT$ (здесь g — фактор спектроскопического расщепления, M — магнитное квантовое число). Из общих соображений понятно, что с ростом B должны открываться все новые и новые каналы его действия на структуру материала. Для высокоспиновых состояний (больших M) ΔU_m становится одного порядка с kT в полях несколько десятков Т даже при комнатной температуре, не говоря о более низких. Это означает, что такое МП в принципе может повлиять и на процессы в системах, близких к термодинамическому равновесию. Действительно, помимо упоминавшейся во введении работы [9], где было обнаружено открепление и движение дислокаций в NaCl под действием импульса МП с $B \approx 15$ Т, в [135,171,181] исследовался депиннинг дислокаций в NaCl, а также различные постэффекты разупрочнения в других кристаллах (ионно-ковалентных ZnS [94], молекулярных C₆₀ [93]) и в полимерах (ПММА и ПВХ [131–133]) в импульсных МП с индукцией до 30 Т. Основными феноменологическими отличиями действия таких МП от слабых был обратимый характер действия (за исключением ZnS) и высокие пороговые значения B (~ 20 Т)

для ряда случаев (рис. 13). В опытах, где измерялось изменение микротвердости ΔH после экспозиции образца в импульсном МП (NaCl, C₆₀, полимеры), характерные времена релаксации состояний, наведенных полем, составляли многие часы или сутки, что однозначно свидетельствует о протекании процессов на атомно-молекулярном уровне.

Специальной серией экспериментов было установлено, что несмотря на зависимость величины МПЭ от длительности и крутизны нарастания импульсов МП (которое в большинстве случаев имело место и в слабых полях), вихревое ЭП не вносило определяющего вклада в разупрочнение. Так, например, для ионных кристаллов была найдена минимально необходимая длительность импульса МП, вызывающая депиннинг, $\sim 10^{-6}$ с, не зависевшая от фронта и амплитуды импульса МП (рис. 6). Для полимеров, напротив, была необходима крутизна фронтов, не менее критической, для того чтобы эффект стал наблюдаемым.

Многочисленная воспроизводимость эффектов без уменьшения величины на одном и том же образце (после достаточного „отдыха“ от действия предыдущего импульса МП) указывает на то, что в сильном поле исходная метастабильность структуры не является обязательным условием магниточувствительности. Можно предположить, что энергии, вносимой МП, достаточно для активации некоторых многостадийных реакций в дефектной структуре. Путем соответствующей термообработки выделены вклады различных дефектов в МПЭ. Так, на рис. 13 показано, что в свежезакаленных кристаллах NaCl максимум пробегов на полевой зависимости наблюдается при $B = 20$ Т, а в состаренном состоянии это поле является пороговым для депиннинга. Таким образом, слабое и сильное МП действуют на различные объекты в кристалле.

2.5. Влияние магнитного поля на фазовые превращения. Из общих соображений ясно, что реальная система в окрестности точки фазового перехода может находиться в неустойчивом состоянии (например, перегретом или переохлажденном относительно линии равновесия фаз). Это делает ситуацию благоприятной для эффективного влияния на нее малых воздействий. Действительно, влияние МП на зарождение, морфологию и кинетику роста, а также свойства новой фазы в различных материалах (ферромагнетиках, немагнитных металлах и сплавах, диэлектрических и полупроводниковых кристаллах, аморфных системах, полимерах и др.) было обнаружено и изучалось во многих работах [5,6,182–191]. Некоторые изобретения в этой области, такие, например, как предсказатель бурь „сторм-глас“, известны сотни лет. Он представляет собой запаянную стеклянную ампулу с пересыщенным раствором солей, которые образуют динамические дендритные структуры, морфология и объем которых меняются, как полагают, под действием вариаций геомагнитного поля.

Остановимся лишь на последней группе перечисленных явлений, которые имеют непосредственное отношение к теме обзора, а именно на влиянии слабых МП на физические свойства фаз, которые зарождались и росли в его присутствии или после магнитной обработки исходного материала. В работах [186,187] показано, что обработка оксидного стекла $MgO-Al_2O_3-SiO_2$ серий из нескольких тысяч импульсов МП ($B \approx 0.1-1$ Т) при $T \approx 300$ К приводит к понижению температуры стеклования и кристаллизации, снижает уровень внутренних напряжений, меняет энергии активации различных релаксационных процессов и т.д. В [188] изучалось влияние такой же серии импульсов МП на фазовый состав, структуру и механические свойства литого сплава на основе $Cu-Sn$ в процессе его охлаждения из расплава. Обнаружено уменьшение количества эвтектидной фазы, размеров зерен, увеличение микротвердости. В гибкоцепных полимерах после обработки расплава все той же серий импульсов МП наблюдалось уменьшение концентрации центров нуклеации в расплаве и последующий рост более крупных дендритов, чем в контрольных образцах [188–191]. При этом спектры термостимулированной поляризации и деполяризации (в твердом состоянии) тоже заметно меняли форму.

2.6. Микроструктура, немеханические структурно-чувствительные свойства. Индуцированные МП механические отклики являются результатом сложного, многостадийного процесса, начинающегося на уровне электронных возбуждений в структурных дефектах. Чтобы сократить число промежуточных малоизученных стадий между первичным актом действия МП и измеряемой величиной, целесообразно регистрировать те отклики, которые находятся в этой разветвленной цепи событий ближе к процессам в электронной системе. Таковыми являются измерения фотопроводимости, оптических, люминесцентных, радиоспектроскопических и др. характеристик, которые обусловлены чисто электронными процессами. Промежуточное положение между ними и макромеханическими свойствами занимают изменения атомной структуры дефектов. Рассмотрим лишь несколько наиболее ярких примеров из обширной литературы, имеющейся на эту тему.

Как было описано в первом разделе обзора, молекулярные кристаллы фуллерита C_{60} демонстрируют заметную чувствительность микротвердости к слабым МП и ультранизким дозам β -облучения (рис. 12). В [192–194] выявлено нетривиальное изменение фотопроводимости C_{60} в МП $B < 1$ Т. Прирост фототока ΔI при включении МП не зависел от взаимной ориентации векторов поля и плотности тока и насыщался уже при $B \sim 0.2$ Т (рис. 14). МП не влияло на величину темнового тока. Эти особенности не позволяют свести наблюдаемое явление к классическим гальваномагнитным (эффекту Холла, магнетосопротивлению и т.п.). По всем признакам оно близко к влиянию МП на фотопроводимость молекулярных кристаллов ароматических углеводородов, которое нашло объяснение в рамках теории спин-зависимой

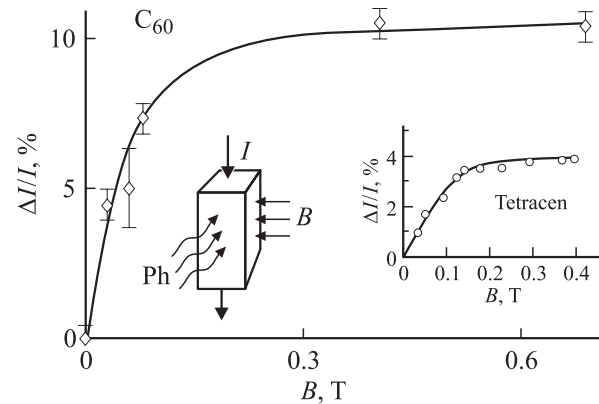


Рис. 14. Зависимость прибавки фототока ΔI , вызванной наложением постоянного МП, от его индукции B для монокристаллов C_{60} . На врезках показана аналогичная полевая зависимость $\Delta I(B)$ для тетрацена [202] и схема опыта.

рекомбинации электронно-дырочных пар [195,196]. Такую интерпретацию эффекта в C_{60} подтверждает еще больший рост фототока ΔI в условиях парамагнитного резонанса, реализованного в скрещенных постоянном и микроволновом МП [193]. Ряд аналогичных результатов исследования фото- или СВЧ-проводимости, флуоресценции в слабых МП монокристаллов кремния [197–199], полиацетилена [24,200], поливинилкарбазола [201], тетрацена [202], рубрена [203], антрацена [204] и даже молекул хлорофилла [205] авторы также смогли непротиворечиво трактовать как спин-зависимый процесс, управляемый МП.

Важно отметить, что включение МП ($B \approx 10^{-2}-10^{-1}$ Т) меняло регистрируемую в этих работах величину не более, чем на несколько процентов при гелиевых температурах, а при комнатных — еще меньше, в то время как пластические характеристики могли быть изменены на десятки-сотни процентов в тех же полях. Это еще раз свидетельствует об уникальной чувствительности подвижной дислокации к состоянию электронной подсистемы дефектов, позволяющей рассматривать ее как зонд атомарного масштаба для исследования отдельных малоатомных комплексов в плоскости скольжения.

Рекордно большой магнитный эффект (до 100%) наблюдался в ZnS [206], в котором измеряли интенсивность электролюминесценции (ЭЛ) и ее изменение под действием импульсов МП с амплитудой $B = 7$ Т и длительностью 10 ms (рис. 15). Предположительно механизм такого резкого усиления ЭЛ магнитным полем связан с депиннингом дислокаций, выметающих при своем движении электроны из ловушек и инжектирующих их в поры, являющиеся естественными стоками для дислокаций, с одной стороны, а с другой — полостью, где электроны ускоряются под действием сильного электрического поля, созданного теми же дислокациями. Вихревое электрическое поле было несопоставимо малым по сравнению с приложенным к образцу и не

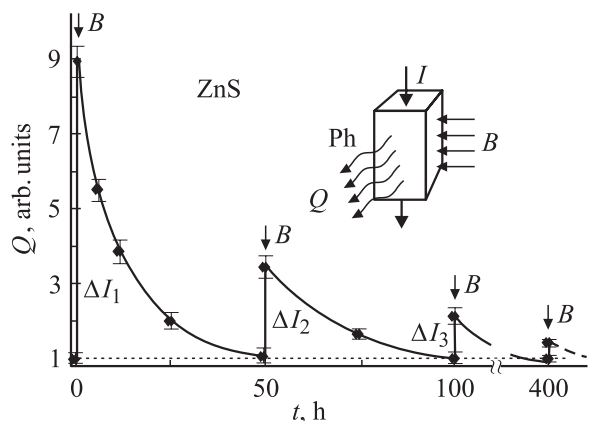


Рис. 15. Зависимость интенсивности электролюминесценции монокристалла ZnS от времени, прошедшего после первого включения электрического поля ($E = 1 \text{ kV/mm}$, $f = 800 \text{ Hz}$) в условиях действия нескольких последовательных импульсов МП ($B = 7 \text{ T}$, $\tau_B = 10 \text{ ms}$). Стрелками обозначены моменты включения МП. $T = 293 \text{ K}$. На врезке показана схема опыта.

могло играть существенной роли, что хорошо видно из простых оценок и характера очень медленного затухания всплеска ЭЛ (десять часов) после действия миллисекундного импульса МП.

В [207,208] обнаружены и исследованы эффекты влияния слабого МП на сегнетоэлектрические и диэлектрические характеристики сегнетоэлектриков (коэрцитивное поле, температура Кюри, диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь и др.), а в [209] — на температурный коэффициент сопротивления керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в области перехода в сверхпроводящее состояние. Особый интерес вызывают результаты влияния МП и его длительного (месяцы) последствия на полупроводниковые материалы и структуры (Si [210–213], Sb–As [214], InAs [215,216], $\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{S}$ [217] и др. [218,219]), в которых наблюдались многостадийные перестройки примесных комплексов и структурные превращения. В большинстве случаев авторы привлекали для объяснения регистрируемых эффектов представления о спин-зависимых явлениях как первичных актах действия МП, которые запускают в метастабильной системе атомно-диффузионные релаксационные процессы.

Завершая этот раздел, упомянем о серии работ [220–223], в которых изучалось последствие слабого МП ($\sim 0.1 \text{ T}$) самого по себе или в комбинации с малодозовым радиационным облучением на рабочие характеристики металл-диэлектрик-полупроводниковых структур на основе кремния, имеющих важные применения в полевых полупроводниковых приборах и интегральных микросхемах. Показано, что с помощью обработки в МП можно отсортировать потенциально ненадежные изделия, стабилизировать характеристики годных и т. п.

3. Природа магниточувствительности немагнитных материалов

3.1. Основные трудности интерпретации магнитопластических эффектов. Обилие и разнообразие экспериментальных данных, полученных независимо несколькими группами с помощью совершенно различных методик, не оставляют сомнений в реальности парадоксального, на первый взгляд, аномально большого влияния на физико-механические и другие структурно-чувствительные свойства твердых тел весьма слабых МП. В связи с этим принципиальную важность приобретает вопрос: в чем природа этих явлений? Можно ли объяснить их с помощью одного универсального механизма (или хотя бы с позиций одного подхода) или в разных материалах и условиях испытания работают различные причины? Ранние попытки интерпретации МПЭ посредством привлечения сил Лоренца, действующих со стороны МП на движущиеся заряженные дислокации; вихревого ЭП, сопровождающего включение и выключение МП; сил, вызванных намагничиванием ферромагнитных преципитатов в диамагнитной матрице; сил, связанных с наличием градиента магнитной восприимчивости вследствие деформации решетки вблизи ядра дислокации, и т. п. не принесли успеха.

Непреодолимые трудности во всех упомянутых выше моделях МПЭ начинаются на первом же шагу обсуждения. Они обусловлены малостью сил и энергий $\Delta U_m \approx \mu_B g B$, сообщаемых полем с индукцией $B \sim 1 \text{ T}$ любому структурному элементу в магнитонеупорядоченной среде, вследствие чего МП не может существенно изменить состояние термодинамически равновесной системы в этих условиях. В частности, прямое действие МП не может повлиять на вероятность преодоления стопоров дислокациями, так как энергия активации этого процесса $U_a \gg kT_R \gg \mu_B g B$ (рис. 16).

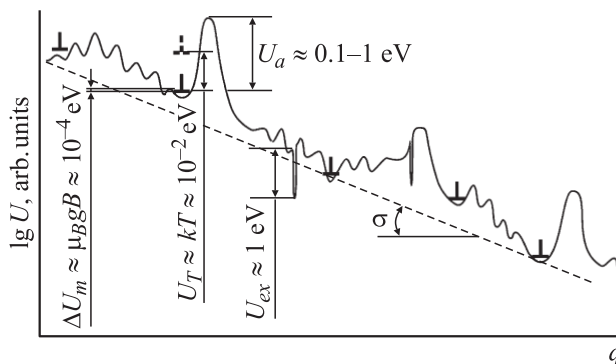


Рис. 16. Схема потенциального рельефа для дислокации в кристалле в условиях действия внутренних и внешних механических напряжений, обменных сил и МП. U_a , U_{ex} , U_T и U_m — активационная энергия преодоления стопора, обменная энергия связи дислокации со стопором, тепловая и зеемановская энергия взаимодействия электрона с МП соответственно, q — конфигурационная координата.

Другая группа трудностей в интерпретации МПЭ обусловлена высокой сложностью, многостадийностью механизмов пластического течения и большой „удаленностью“ обычно регистрируемых макрооткликов от первичных актов, на динамику которых в принципе могло бы повлиять МП. Между изменениями состояния электронов (на которые только и может действовать МП) и, скажем, пределом текучести (или даже подвижностью отдельных дислокаций) имеется несколько плохо изученных иерархических уровней динамики дефектной структуры твердого тела. Вот далеко не полный их перечень: изменение спинового и пространственных квантовых чисел электронов во взаимодействующих дефектах; атомная перестройка в квазимолекуле, образованной стопором и контактно взаимодействующим с ним коротким участком дислокационного ядра; открепление дислокации от стопора; ее движение до следующего крупного стопора; размножение и взаимодействие движущихся дислокаций; макроскопический отклик регистрирующего устройства. Большинство из них не могут быть рассмотрены в рамках популярной струнной модели дислокаций, по существу игнорирующей атомное строение ее ядра. Динамика первых нескольких из перечисленных стадий, протекающих за очень малые времена (оценочно — $\sim 10^{-12} - 10^{-6}$ s), практически не изучена в физике пластичности, но именно на нее только и может влиять МП. Таким образом, анализ возможной природы МПЭ выявляет множество „темных углов“ в наших представлениях о механизмах движения и преодоления стопоров дислокациями вообще, а не только в условиях действия МП.

Возникшие проблемы в интерпретации МПЭ, непреодолимые в рамках упомянутых выше элементарных подходов, стимулировали обращение к смежным областям знаний: химической кинетике, химической физике спин-зависимых процессов, теории катализа химических реакций и другим, имевшим значительный опыт и успехи в интерпретации больших магнитных эффектов в немагнитных средах.

3.2. Спин-зависимые процессы в твердых телах. Задолго до обнаружения МПЭ в диамагнитных кристаллах в пионерских работах Е.Л. Франкевича с соавторами [16–25] были описаны эффекты влияния слабого МП ($B = 0.1 - 1$ Т) на фото- и темновую проводимость органических полупроводников, их флюоресценцию и другие фотоэлектрические свойства при температурах, близких к комнатной. Обнаруженные явления принципиально отличались от известных гальваномагнитных тем, что демонстрировали насыщение в полях $B < 1$ Т (рис. 14), отсутствие влияния взаимной ориентации векторов \mathbf{B} и плотности протекающего тока \mathbf{j} и др. Влияние постоянного МП на радикальные реакции в растворах впервые было установлено в 1972 г. [224]. В реакции пентафторбензилхлорида с *n*-бутиллитием соотношение продуктов менялось на десятки процентов при включении поля B около 2 Т. В [225] этот результат был интерпретирован как следствие синглет-триплетных переходов в радикальной паре. В дальнейшем работы

А.Л. Бучаченко, Ю.Н. Молина, Р.А. Сагдеева, К.М. Салихова, Е.Л. Франкевича и других исследователей значительно расширили круг магнито-зависимых явлений и материалов, в которых они наблюдались (см. обзоры [195,196]).

Принципиальное продвижение в понимании природы подобных явлений было достигнуто в экспериментах [226–228], идея которых была выдвинута еще в 1967 г. [229]. В этих опытах наблюдалось резкое изменение интенсивности флюоресценции, фото- и темнового тока органических полупроводников полиацетиленового ряда в скрещенных постоянном и микроволновом МП, удовлетворяющих условиям электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) для частиц со спином $S = 1/2$ и фактором спектроскопического расщепления g , близким к 2. Это однозначно свидетельствует о влиянии МП на спиновые степени свободы (а не, например, орбитальные магнитные моменты, движущиеся заряды и проч.). Постановка эксперимента напоминала методику классической радиоспектроскопии за исключением того, что откликом исследуемой системы на достижение резонанса являлось не резкое изменение поглощения микроволновой энергии в резонаторе с образцом, а изменение интенсивности фотоэлектрических или люминесцентных процессов в нем. Одной из наиболее интересных особенностей такого метода регистрации и исследования ЭПР является исключительно высокая чувствительность к наличию в системе парамагнитных центров. В рекордных случаях она достигала всего нескольких парамагнитных частиц. Впоследствии большое семейство подобных методик было предложено называть Reaction Yield Detected Magnetic Resonance (RYDMR), т.е. резонанс, обнаруживаемый по величине какого-либо отклика (выхода) на действие МП. В [230] подробно изложены результаты, полученные этим методом. Аналогичные подходы затем были применены в известной методике Optical Detected Magnetic Resonance (ODMR) [231,232], а также в исследованиях ЭПР спектров на дислокационных оборванных связях в Si, детектируемых по изменению фототока в момент резонанса [196,198]. Ряд эффектов нашел объяснение в теории спин-зависимых электронных процессов Каплана–Соломона–Мотта [233]. Еще более широкий круг магнитных явлений (влияние слабого постоянного МП на кинетику и выход некоторых радикальных реакций; селективное влияние скрещенных постоянного и микроволнового МП, удовлетворяющих условию ЭПР, на эти характеристики; поляризация электронных и ядерных спинов в результате химической реакции; радиоизлучение в процессе релаксации химически поляризованных спиновых подсистем, спиновый катализ и т.д.) охватывает мощная теория спин-зависимых проявлений в химической физике [234–236]. Применительно к кинетике радикальных реакций она вкратце основывается на следующих положениях, вытекающих из закона сохранения момента импульса в замкнутой системе и принципа Паули, запрещающего нахождение в ней двух электронов в одном состоянии.

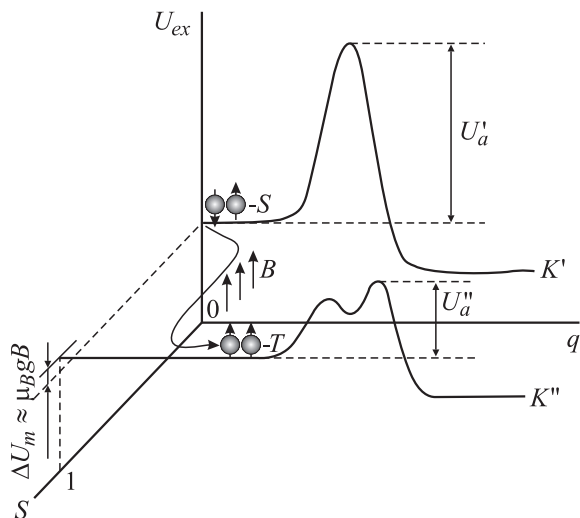


Рис. 17. Изменение константы скорости спин-селективной химической реакции K вследствие спиновой конверсии в радикальной паре под действием внешнего магнитного поля. U_a' — энергия активации распада молекулы из S -состояния; U_a'' — то же, но из T -состояния.

1) В результате действия закона сохранения спина из всех термодинамически возможных реакций реализуются только те, которые удовлетворяют этому принципу.

2) Взаимодействие электронов, находящихся в течение некоторого времени в реакционной ячейке, с окружающей средой (в том числе и с внешним или собственным ядерным МП) может частично или полностью снять спиновый запрет на некоторые термодинамически возможные каналы реакции, что в свою очередь может привести к изменению констант скоростей реакций и соотношения выходов отдельных продуктов.

3) Слабое МП может эффективно действовать только на неравновесные системы (спиновые, молекулярные), проходящие в своей эволюции через короткоживущие возбужденные состояния, в которых может быть изменена мультиплетность. Макроскопический эффект возможен лишь в том случае, когда молекулярная динамика успевает за спиновой и обеспечивает отвод новых продуктов, образовавшихся в условиях действия МП, из реакционной ячейки быстрее, чем происходит их рекомбинация и возврат к исходному состоянию в результате релаксации возбуждения.

4) У реакции должно быть несколько альтернативных, термодинамически разрешенных возможных каналов, переключение между которыми и осуществляет МП.

Таким образом, МП может действовать на реакцию не „энергетическим“ образом (рис. 17), а с помощью снятия спиновых запретов. В результате устраняется кажущееся противоречие между малостью магнитной энергии и масштабом произведенного эффекта.

Однако для того чтобы это произошло в действительности, необходимо одновременное выполнение нескольких условий. Во-первых, подобные механизмы не долж-

ны противоречить термодинамике. Разумеется, они не могут реализовываться в термодинамически равновесной системе, а будут работать лишь в ситуациях, где имеется термодинамический выигрыш между начальным и конечным состоянием системы. Более того, необходимо создать условия, в которых слабое МП могло бы поддерживать значительную поляризацию (неравновесность) в спиновой системе, без чего также невозможно добиться заметных макроскопических эффектов.

В зависимости от взаимной ориентации спинов простейшая радикальная пара (РП) в реакционной клетке со спинами $s = \pm 1/2$ может находиться в двух возможных состояниях: синглетном (S), когда $\sum_{i,2} s_i = 0$, и триплетном (T), когда $\sum_{i,2} s_i = 1$ (рис. 18, *a*). Разница в величине обменной энергии между этими состояниями на расстояниях r_0 порядка межатомного в конденсированных средах составляет ~ 1 eV. Естественно, МП с $B \sim 1$ Т не может изменить состояние РП в этой ситуации. На больших расстояниях ($r \gg r_0$) $U_T - U_S = 0$, так что МП тоже бессильно повлиять на что-либо. МП способно осуществить спиновую конверсию только на промежуточном расстоянии $r_0 \leq r \leq 2r_0$, при котором

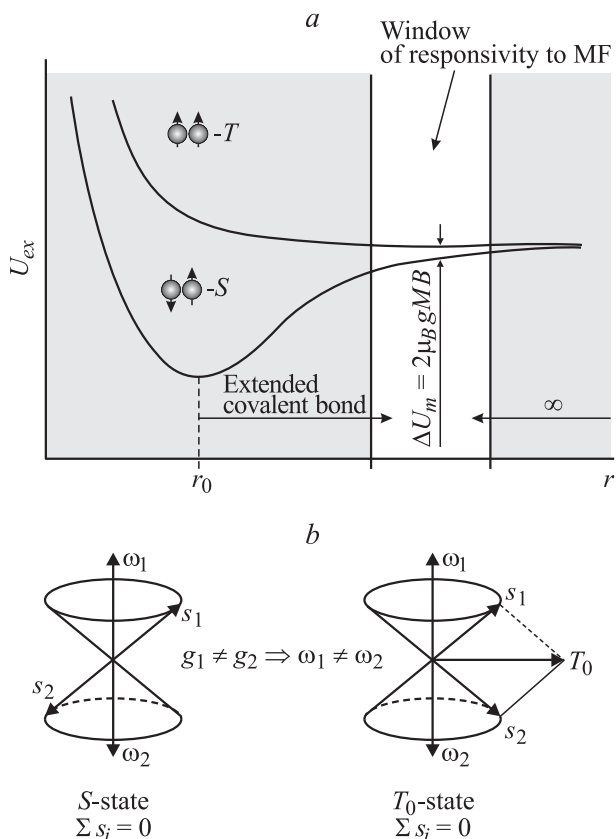


Рис. 18. Механизмы спиновой конверсии во внешнем магнитном поле. *a* — изменение мультиплетности в возбужденной короткоживущей радикальной паре; *b* — Δg -механизм спиновой конверсии в радикальной паре. ω_1 и ω_2 — частоты ларморовской прецессии парамагнитных центров с g -факторами g_1 и g_2 соответственно.

$\Delta U_m = 2\mu_B g M B \approx U_T - U_S$. В этом положении РП может оказаться только при возбуждении из основного состояния под действием тепловых флуктуаций, механической деформации связи, ионизирующего облучения и т.д. или в процессе сближения из бесконечности. С одной стороны, время жизни τ^* в этом промежуточном состоянии должно быть больше времени спиновой конверсии τ_{S-T} в МП по любому из нескольких возможных механизмов, чтобы последняя успевала происходить. С другой стороны, τ^* в твердом теле должно быть меньше времени спин-решеточной релаксации τ_{S-L} , чтобы созданное полем изменение заселенности состояний не успевало термализовываться. Следовательно, существуют „временные ворота“, в которые должно поместиться короткоживущее магниточувствительное состояние

$$\tau_{S-T} < \tau^* < \tau_{S-L}, \quad (1)$$

чтобы МП оказало заметное действие на спин-зависимую реакцию. Очевидно, увеличение МП будет расширять эти ворота „снизу“, ускоряя спиновую конверсию в РП, а понижение температуры — „сверху“. Вместе с тем время распада РП из T -состояния τ_r должно быть меньше времени обратного $T-S$ перехода ($\tau_r < \tau_{T-S}$), в противном случае ситуация вернется к исходному состоянию и эффект поля сведется к нулю. Очевидно, рост температуры ускорит процесс „разбегания“ радикалов из T -состояния.

Из указанного ясно, что значительные изменения в скорости и каналировании реакции могут произойти лишь в результате сложной игры спиновой, химической и молекулярной динамики (а в пластичности — еще и дислокационной). Следует подчеркнуть, что описанная выше схема фактически исходит из „первых принципов“ и не зависит от принимаемых впоследствии допущений о механизмах интеркомбинационных переходов в РП, характерных временах тех или иных элементарных событий, природы парамагнитных центров, участвующих в реакции и т.п.

Каковы же могут быть конкретные механизмы спиновой конверсии в МП? Броклехурст [237], Каптейн и Оостерхоф [238] выдвинули основополагающие идеи о роли $S-T$ переходов в процессах рекомбинации РП и возможных механизмах влияния на них внешнего и внутреннего ядерного МП, которые эксплуатируются с небольшими вариациями до настоящего времени. Все они могут быть сведены к трем основным, получившим названия Δg , HFI и ΔJ , или к их комбинациям [239,240]. В первом изменения спинового состояния РП во внешнем МП осуществляются за счет различия g -факторов двух взаимодействующих радикалов. Во втором, принимающем во внимание сверхтонкое взаимодействие (СТВ), учитывается влияние магнитного момента атомных ядер радикалов на спиновое состояние электронов. Наконец, в последнем рассматривается спиновый катализ превращений в РП третьим носителем спина, приближающимся к ней.

По ряду причин наиболее вероятным механизмом спиновой конверсии в МП при $B \sim 1$ Т считается Δg -механизм: из-за несколько отличающихся g -факторов двух радикалов (обычно на 10^{-3} – 10^{-4}) угловые скорости их прецессий в МП будут слегка различаться, и пара с частотой $f \approx \mu_B \Delta g B / h \approx 10^8$ – 10^9 s^{-1} (здесь h — постоянная Планка) будет переходить из S -состояния в T - и наоборот (рис. 18, *b*).

Для того чтобы спиновая конверсия в системе была необратимой и непрерывной, а насыщение в спиновой системе не достигалось, необходимо быстрое удаление вновь нарабатываемых продуктов из реакционной ячейки, т.е. молекулярная динамика должна успевать за спиновой и химической.

При невыполнении хотя бы одного из перечисленных выше условий МП перестает эффективно действовать по описанной выше схеме.

3.3. Пластическое течение как внутрикристаллическая химическая реакция. В начале 90-х годов В.И. Альшицем и М.И. Молоцким было предложено перенести эти представления в физику пластичности [67,241], в частности для объяснения природы МПЭ. В то время для этого было не слишком много оснований. Однако было известно, что в ядрах дислокаций всегда имеется некоторое количество парамагнитных центров (не только в ковалентных кристаллах, где это вполне очевидно вследствие наличия оборванных связей, но и в ионных, металлических и ионно-ковалентных из-за захвата электронов на ступеньки, перегибы и др. особенности ядра), концентрация которых обычно растет с увеличением деформации [242–248]. Аналогичные данные существуют и относительно парамагнитных центров в примесно-вакансионных комплексах ионных и ионно-ковалентных кристаллов, стекол и т.п. Следовательно, в этих макроскопических диамагнитных материалах всегда присутствует некоторое количество парамагнитных объектов (локализованных электронов, дырок, триплетных экситонов, ион-радикалов), способных вступать в обменное взаимодействие.

Как следует из экспериментальных данных, приведенных в двух первых разделах обзора, вид примеси и ее состояние имеют решающее значение для МПЭ в ионных и ковалентных кристаллах. В различных постановках и условиях эксперимента эта чувствительность проявляется по-разному. Зачастую это происходит прямо противоположным образом, как, например, в σ - и B -тестах (рис. 8 и 11), или в зависимости от концентрации Са, пробега индивидиальных дислокаций и коэффициента деформационного упрочнения при макротечении (рис. 3, *a* и 9). В соответствующих разделах дается объяснение этим кажущимся противоречиям.

Высота локального барьера, который создает примесь для движения дислокации, определяется многими обстоятельствами: ионным радиусом, зарядом, спином, количеством примесных атомов в комплексе, расстоянием от плоскости скольжения и др. В общем случае энергию взаимодействия дислокации со стопором U

можно представить как сумму трех членов

$$U = U_d + U_e + U_{ex}, \quad (2)$$

где U_d , U_e , U_{ex} — упругая энергия взаимодействия с полем дилатации стопора, электростатическая и обменная энергия соответственно.

Имеющиеся скудные данные об очень ограниченной номенклатуре примесей, исследованных в МПЭ к настоящему времени, не позволяют сделать окончательных выводов и предсказаний о силе стопоров, образованных теми или иными примесными атомами. Однако некоторые соображения могут быть подкреплены экспериментальными наблюдениями.

В термоактивируемом режиме преодоления локальных стопоров (а именно в этом режиме двигались дислокации во всех без исключения работах по МПЭ) дислокация (точнее, ее сегмент), наткнувшись на препятствие, должна ожидать подходящей тепловой флуктуации для его пересечения или огибания. Спектр мощности стопоров в реальном кристалле всегда очень широк, даже если принимать во внимание только один вид примеси и пробеги меньше среднего расстояния между дислокациями леса (что типично для большинства описанных выше экспериментальных работ).

Иновалентная примесь в ионном кристалле (Ca, Cu, Pb, Mn, Eu) для компенсации избыточного ионного заряда обычно присоединяет катионную вакансию, образуя с ней примесно-вакансионный диполь (ПВД). Эти ПВД могут находиться в изолированном состоянии, но значительная их часть входит в комплексы из двух, трех и более диполей (димеры, тримеры и т.д.), что дает выигрыш в свободной энергии около 0.1 eV на пару. Всегда имеется распределение по числу ПВД Z в комплексах, зависящее от предистории образца (способа выращивания, характера предшествовавшей термообработки, температуры, времени старения и т.д.). Из вполне очевидных соображений и многочисленных экспериментальных данных (см., например, [249]) вытекает, что наибольшее значение для пластичности кристалла имеют стопоры, содержащие от единиц до десятков ПВД. С увеличением Z мощность стопоров нарастает, но их доля в статистике падает (с учетом закона сохранения массы примеси в образце). Полное равновесие между этими состояниями примеси практически никогда не достигается, и релаксационные процессы в этой системе могут протекать годами. Поэтому биография кристалла, существенно влияющая на механическую подвижность дислокаций, имеет не меньшее, если не большее, значение и для МПЭ. Действительно, и тип примеси и ее состояние, варьруемое термообработкой, освещением, облучением, играли большую роль в МПЭ (см. разделы 1 и 2). Так, примесь Ca с ионным радиусом 0.197 nm во всех опытах обеспечивала чувствительность кристаллов NaCl к МП (ионный радиус Na 0.186 nm), а примеси Cu и Mn (ионный радиус 0.127 и 0.136 nm соответственно) подавляли МПЭ. Ясно, что даже при

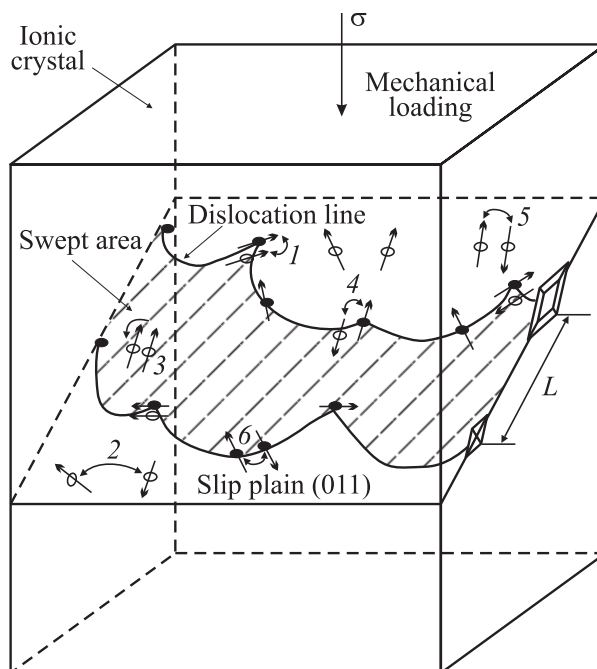


Рис. 19. Пластическая деформация как совокупность твердотельных химических реакций между структурными дефектами: 1, 2 и 3 — мономолекулярные реакции открепления дислокации от стопора, распада комплекса точечных дефектов и его переориентации соответственно; 4, 5 и 6 — бимолекулярные реакции закрепления дислокации на стопоре, образования комплекса точечных дефектов и рекомбинации парамагнитных центров в ядре дислокации соответственно.

равенстве обменной энергии последние две примеси создают гораздо большее дилатационное искажение в решетке, чем Ca, что делает роль спинового состояния этих примесей малозначимой для величины U в (2).

Активная пластическая деформация или релаксация структуры под действием внутренних напряжений вызывает образование, движение, взаимодействие, аннигиляцию и другие преобразования дефектной структуры кристалла, что можно рассматривать как совокупность химических реакций между различными реагентами (рис. 19). Разумеется, условия протекания реакций между структурными дефектами в кристалле и реагентами в жидкой или газообразной фазе (обычные объекты спиновой химии) значительно различаются в силу ряда причин.

1) В реальном кристалле в отличие от химической реакции в пробирке имеется множество различных реагентов, способных вступать между собой в реакции, особенно в условиях пластической деформации (точечные дефекты, их комплексы и агрегаты, дислокации различных типов; дефекты, захваченные ядром дислокации и др.). Причем многие из них не могут считаться химически неизменными, так как представляют собой сложно устроенные квазимолекулы, способные изменять конформацию и даже состав.

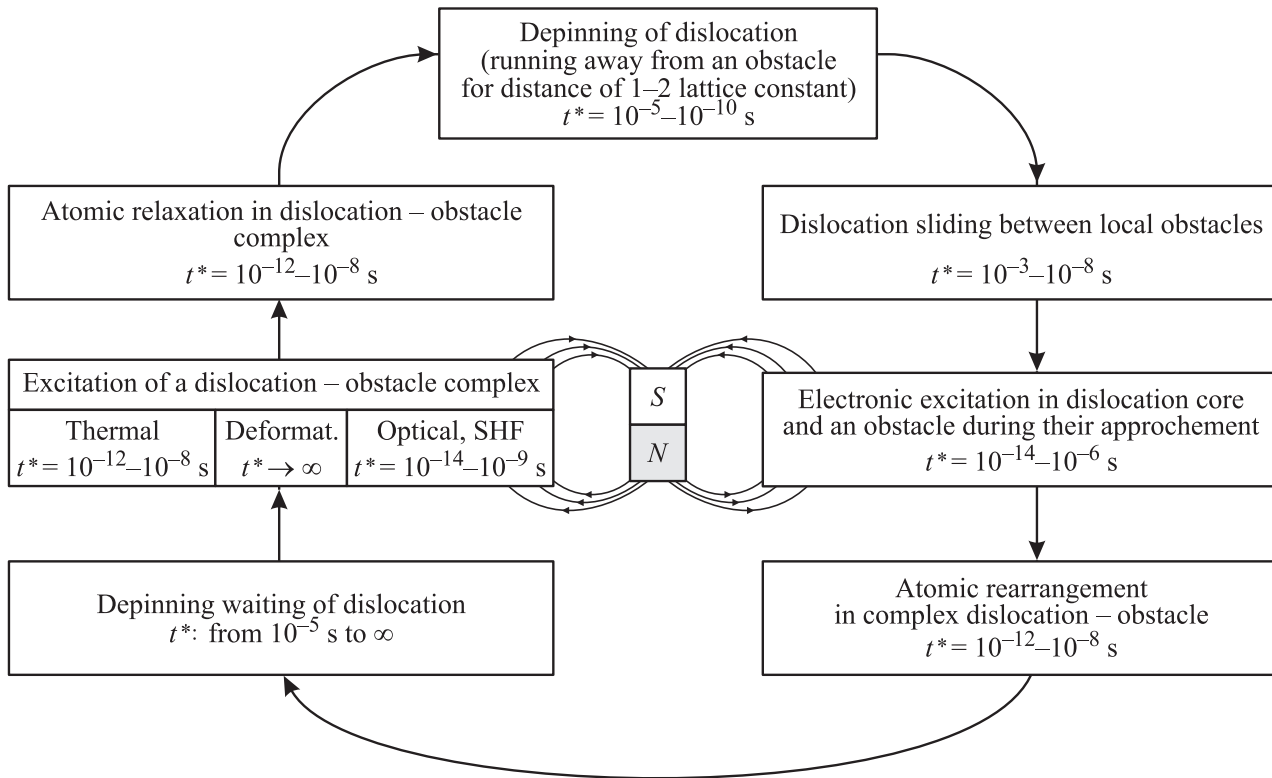


Рис. 20. Основные этапы одного цикла при движении дислокации через случайную сетку локальных стопоров и их ориентировочные времена. МП способно действовать только на короткоживущие возбужденные состояния электронов во взаимодействующих дефектах.

2) Все структурные дефекты находятся в тесном окружении, сильно влияющем на их свойства через изменение электронной структуры и ограничение возможных ориентаций, положений и подвижности.

3) Время пребывания в реакционной ячейке двух радикалов, входящих в состав взаимодействующих дефектов, определяется не столько хаотическим тепловым движением, как в жидкости, сколько действием внешних и внутренних механических напряжений.

4) Спин-решеточная релаксация в кристалле быстрее разрушает спиновые корреляции в парах.

Тем не менее существующие представления и теории спин-зависимых и магнитных эффектов в радикальных реакциях могут оказаться хорошей отправной точкой для анализа природы МПЭ в твердых телах.

В отсутствие детальной информации о динамике быстропротекающих стадий взаимодействия дислокации со стопором можно сделать лишь некоторые ориентировочные оценки их характерных времен. Представим движение дислокации через случайную сетку стопоров в плоскости скольжения как многократно повторяющийся цикл (рис. 20), выделим в нем отдельные стадии и оценим их характерные времена t^* .

Макроскопическая скорость движения дислокации $\langle V \rangle$ определяется средним расстоянием между стопорами в плоскости скольжения $\lambda = a\sqrt{Z/C}$, средним временем ожидания у стопора t_w и временем вязкого движе-

ния между стопорами $t_m = \lambda B / \tau b$ (где a — параметр решетки, B — коэффициент вязкого торможения дислокации, τ — сдвиговые напряжения в плоскости скольжения): $\langle V \rangle = \lambda / (t_w + t_m)$. В пренебрежении t_m (что является хорошим приближением для большинства результатов, описанных в первых двух разделах обзора) $t_w \approx a\sqrt{Z/C} / \langle V \rangle$. Численные оценки показывают, что в опытах с депиннингом в МП $t_w \approx 10^{-2} - 1$ s, с подвижностью индивидуальных дислокаций — $t_w \approx 10^{-3} - 10^{-1}$ s, с макродеформированием — $t_w \approx 10^{-5} - 10^{-3}$ s (в зависимости от типа и концентрации примеси, уровня механических напряжений, температуры и т.д.). Любые из этих чисел заведомо больше характерных времен спиновой динамики.

Будучи прижатой механическим напряжением к стопору, дислокация делает множество попыток преодолеть его с частотами всего фононного спектра ($f_{ph} = 10^6 - 10^{13}$ Hz) и спектра собственных колебаний дислокационной структуры [250]

$$f_n = (n/2\pi\lambda)\sqrt{12\gamma/m} \\ \approx (0.4n/\lambda)\sqrt{G_S/\rho} \approx n(10^8 - 10^9) \text{ Hz},$$

где γ — линейное напряжение, m — эффективная погонная масса дислокационной линии, G_S — модуль сдвига, ρ — плотность, n — номер гармоники.

Следовательно, дислокация делает миллионы безуспешных попыток, атакуя барьер, прежде чем он будет преодолен. В процессе этих короткоживущих возбуждений и может произойти спиновая конверсия в МП. М. Молоцкий полагает [251], что дислокация преодолевает стопор благодаря боковому движению перегиба по дислокационной линии и оценивает характерное время их взаимодействия величиной $\sim 10^{-7} - 10^{-9}$ s. Вряд ли это может быть основным способом преодоления локальных барьеров дислокациями в ионных кристаллах, и определенно он не единственный. Но такое предположение вносит определенность в длительность стадии преодоления стопора.

В действительности можно выделить еще несколько промежуточных стадий: при приближении дислокации к стопору должно возникнуть и электронное, и молекулярное возбуждение структуры взаимодействующего дислокационного сегмента и атомов стопора, и только затем начнется ожидание необходимой флуктуации (если стопор не был преодолен сразу). Характерные времена этой стадии могут определяться как временем сближения термов взаимодействующих атомов $t^* \approx B/\tau = 10^{-10} - 10^{-9}$ s, так и собственными частотами дислокационной струны и спектром фононов.

Аналогично после успешной спиновой конверсии в РП необходимо время для удаления заторможенного дислокационного сегмента на несколько параметров решетки. Но на этом пути он тоже может быть захвачен другими частями примесного комплекса. Иными словами, весьма вероятно пошаговое преодоление комплекса. Тогда характерное время ухода сегмента от стопора может быть значительно выше $t^* \approx B/\tau$ и составлять заметную долю t_w .

Часто роль молекулярной и дислокационной динамики недооценивается в анализе природы МПЭ, и стадия спиновой конверсии априорно и бесосновательно считается определяющей величину макроотклика. Так, в [252] время депиннинга дислокации отождествляется с продолжительностью спиновой эволюции в системе дислокация-стопор, а само это время определяется путем простого умножения $1/\nu_c \approx 10^{-1} - 10^{-2}$ s (см. п. 1.1 и рис. 4) на произвольный коэффициент $\sim 10^{-2}$. Предположение о том, что МПЭ должен резко ослабляться при повороте вектора \mathbf{B} на 10^{-2} радиана или меньше, никак не обосновывается и противоречит данным, полученным в квазистационарном МП: если не во всех, то по меньшей мере в подавляющем большинстве известных экспериментов поле было ориентировано относительно кристаллографических направлений в образце гораздо грубее, чем с точностью 10^{-2} радиан, что не мешало авторам из разных независимых групп наблюдать МПЭ. Кроме того, время $\sim 10^{-4}$ s, полученное в [252] такой оценкой, все равно еще очень велико для спиновой динамики и значительно больше характерного времени спин-решеточной релаксации в ионных кристаллах при комнатной температуре (которое может быть оценено величиной $10^{-8} - 10^{-6}$ s).

Еще раз подчеркнем, что сделанные оценки не претендуют на количественный характер. Они лишь служат ориентиром для дальнейшего учета и анализа роли отдельных быстропротекающих стадий в МПЭ.

3.4. Теория спин-зависимого депиннинга дислокаций. Положим для простоты, что все слабые стопоры и ядра дислокаций обладают парамагнитными свойствами. Тогда, заметая площадь dS , N -ая дислокация взаимодействует с $dn \cong adS_N \cdot C/Z$ такими стопорами. С учетом этих обстоятельств скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}$ может быть выражена через константу скорости $K = dn/C dt$ мономолекулярной реакции разрыва связи между парамагнитным центром в ядре дислокации \dot{R}_D и стопоре \dot{R}_{Obs} ($Q \rightarrow \dot{R}_D + \dot{R}_{Obs}$) следующим образом:

$$d\epsilon/dt = \sum_N A \frac{dS_N}{dt} = \sum_N A \frac{dn}{a \cdot C \cdot dt} = \alpha \cdot K. \quad (3)$$

Здесь $\alpha = A/a$ — геометрическая константа.

Таким образом, измерения подвижности дислокаций или скорости макроскопического течения эквивалентны определению константы скорости K разрушения квазимолекул Q , образованных дислокациями и стопорами. В более строгом рассмотрении, очевидно, необходимо принять во внимание наличие непарамагнитных стопоров и вероятность чисто упругого взаимодействия дислокаций с ними, а также диффузионную подвижность парамагнитных центров как в объеме кристалла, так и вдоль ядра дислокации. Разрешающая способность современных методов измерения характеристик подвижности индивидуальных дислокаций такова, что позволяет определять изменения под действием МП величины K в единичных актах реакции $Q \rightarrow \dot{R}_D + \dot{R}_S$.

В серии статей [241,251,253–260] проанализирована спин-зависимая стадия процесса преодоления парамагнитного стопора дислокацией. В этой модели предполагается, что пребывание РП $\dot{R}_D + \dot{R}_S$ в S -состоянии означает захват и торможение скользящей дислокации, а в T -состоянии — полное отсутствие тормозящих свойств у стопора и беспрепятственное движение дислокации мимо него. В рамках такого приближения пробеги дислокаций в присутствии МП определяются заселенностью S -состояний ρ_S в паре.

В спиновой химии обычно рассматривают три пути образования РП: распад молекулы, превращение одной РП в другую (в реакции типа диспропорционирования) и случайная встреча двух радикалов в растворе. Все они могут иметь место и при пластическом течении кристалла. Ограничимся рассмотрением двух исходных ситуаций. В первой — дислокация закреплена на стопоре ковалентной связью и ρ_S близка к 1. Во второй — дислокация набегаёт на стопор и образует нескоррелированную пару с ним. Тогда вероятности каждого из четырех возможных состояний (S, T_0, T_+, T_-) одинаковы и равны 1/4. Влияние МП сводится к изменению ρ_S вследствие $S-T$ конверсии по Δg -механизму. В этой

модели $\rho_S(B)$ определяется величиной B , временем τ^* прохождения пары через резонансную область (где $U_S - U_T \approx \mu_B g B$), а также характерными временами продольной и поперечной релаксации коррелированного состояния спинов T_1 и T_2 соответственно. Все эти величины (кроме B) не известны даже по порядку величины, так что рассмотрение способно дать только чисто качественные результаты. В условиях воздействия МП, согласно этой теории,

$$\rho_S(B) = \rho_S(0) \frac{(1 + T_1/\tau^*)(1 + T_2/\tau^*) + B^2/2B_m^2}{(1 + T_1/\tau^*)(1 + T_2/\tau^*) + (1 + \tau^*/2T_1)(B^2/B_m^2)}, \quad (4)$$

где $B_m = h/\Delta g \mu_B \sqrt{T_1 T_2}$ — характерное МП, делающее интеркомбинационные переходы эффективными (по грубым оценкам оно составляет несколько Т).

Величина $\rho_S(B)$ задает концентрацию стопоров, образующих ковалентные связи в присутствии МП

$$C(B) = C_0 \rho_S(B), \quad (5)$$

где C_0 — концентрация стопоров при $B = 0$.

Поскольку в большинстве моделей средняя скорость и пробеги дислокаций L зависят от концентрации эффективных стопоров как $C^{-1/2}$, влияние МП приведет к снижению $\rho_S(B)$ и $C(B)$, а следовательно, к росту L в соответствии с

$$L(B) = L^* \sqrt{\rho_S(0)/\rho_S(B)}, \quad (6)$$

где L^* — пробеги дислокаций при $B = 0$ в условиях действия тех же механических напряжений. При $B \ll B_m$ подстановка (4) в (6) дает следующую полевую зависимость:

$$L(B) = L^* [1 + (B^2/4B_m^2)(T_1/\tau^*)(1 + T_2/\tau^*)]. \quad (7)$$

В полях $B \gg B_m$ теория предсказывает насыщение МПЭ.

Хотя экспериментально наблюдалась как квадратичная полевая зависимость МПЭ, так и ее насыщение в сильных полях (см. п. 1), эти факты не могут служить прямым доказательством справедливости описанной теории, поскольку и некоторые другие модели предсказывают квадратичную полевую зависимость с насыщением [234,235].

Косвенными аргументами в пользу описываемого подхода и принятых допущений можно считать слабую температурную зависимость МПЭ, а также более сильное влияние МП на открепление дислокаций, чем на последующее их движение, что согласуется с представлением об определяющей роли спиновой динамики, по крайней мере в опытах на ионных кристаллах. Действительно, изоляция скоррелированной пары (на время порядка спиновой релаксации) от решетки может сделать процесс спиновой конверсии в МП малочувствительным к температуре, а четырехкратное превышение заселенно-

сти S -состояний для застопоренных дислокаций по сравнению с движущимися делает влияние МП на депиннинг дислокаций более сильным, чем на их последующую подвижность. В дальнейшем эти представления были использованы для объяснения ряда аномалий температурных зависимостей прочности и магнитострикционных характеристик железо-никелевых инваров [257,258].

Отметим, что представленная схема МПЭ в неявной форме подразумевает, что лимитирующей стадией многоэтапного процесса сближения, попыток преодоления и открепления дислокаций от стопоров (рис. 20) являются интеркомбинационные $S-T$ переходы в короткоживущем промежуточном состоянии пары. В действительности это справедливо лишь в том случае, когда химическая, молекулярная и дислокационная динамики будут успевать выводить из реакционной ячейки дислокационный сегмент с парамагнитным центром раньше, чем возбужденное T -состояние успеет релаксировать в S -состояние. В [253–260] возможность такого обратного перехода не рассматривается, хотя в условиях действия МП (в особенности по принятому в этих работах Δg -механизму спиновой конверсии) эта вероятность не равна нулю.

Возможно, по этой причине в ряде случаев требовалась длительная ($\sim 10^3$ s) предварительная экспозиция образца в МП (рис. 3, 6, 7, 8), чтобы накопить достаточное количество маловероятных позитивных актов спин-зависимых превращений, в то время как в рассматриваемой теории продолжительность действия МП не имеет значения (при условии, что она больше времени интеркомбинационного перехода $\Delta t \sim h/\Delta g \mu_B B$, $\Delta t \approx 10^{-6} - 10^{-8}$ s для типичных значений $\Delta g = 10^{-3} - 10^{-4}$ и $B = 0.1 - 1$ Т).

С другой стороны, игнорирование молекулярной динамики позволяет рассматривать с этих позиций и другие родственные процессы, в частности, распад метастабильных комплексов точечных дефектов, содержащих парамагнитные частицы, под действием МП. Из экспериментальных данных (см. п. 1), следует, что МП инициирует в них реакции первого порядка, приводящие к долговременному последствию, выражающемуся в медленном изменении структурно-чувствительных свойств после отключения МП. Аналогичные соображения использованы в [261] для объяснения механизмов структурной релаксации в оксидных стеклах.

Наконец, подобно тому как в спиновой химфизике анализируют спин-ядерную селективность некоторых радикальных реакций [234–236,262], в [255] предложено учесть сверхтонкое взаимодействие (СТВ) и в МПЭ. Обычно времена спиновой релаксации атомных ядер на много порядков величины превышают электронные. Это дает возможность рассматривать поведение радикальной пары в эффективном МП $B_{\text{эф}}$, которое можно представить суммой внешнего B и ядерного $B_N = A/2\Delta g$ полей, где A — константа СТВ, $B_{\text{эф}} = B \pm B_N$. В простейшем, но достаточно распространенном случае, когда нескомпенсированным спином обладает только одно из ядер

радикальной пары, знак + или – соответствует двум состояниям ядерного спина с проекцией $+1/2$ и $-1/2$ на направление внешнего МП. Тогда с учетом СТВ $\rho_S(B) = 1/2[\rho_S(B + B_N) + \rho_S(B - B_N)]$. При типичных значениях $\Delta g = 10^{-3} - 10^{-4}$ и $A = 10^{-4} - 10^{-2}$ Т B_N может лежать в пределах 0.05–5 Т. Исходя из этого, можно ожидать изотопный эффект в МПЭ (т.е. зависимость от изотопного состава) в полях с $B < B_N$, лежащих в рабочем диапазоне индукций, которые использовались большинством исследователей. Очевидно, в МП с $B > B_N$ спин-ядерные эффекты будут несущественными. Эти соображения выводят исследования механических свойств и, в частности МПЭ, на еще более глубокий уровень строения вещества — ядерно-изотопный.

3.55. Магниторезонансное разупрочнение примесных ионных кристаллов. Описанные в предыдущем пункте представления о природе МПЭ сначала поддерживались различными косвенными свидетельствами и соображениями [69,72,98,263,264]. Однако качественное согласие теоретических и экспериментальных полевых зависимостей МПЭ, характерных времен, критических полей и т.п. не могут служить надежным свидетельством спин-зависимой природы первичного акта действия МП, хотя бы уже потому, что пока не существует теории, способной правильно предсказать даже порядки обсуждаемых величин, а несколько различных схем могут давать неразличимые в пределах этой точности результаты и полевые зависимости. Неопровержимым доказательством влияния МП именно на спиновые степени свободы было бы измеренное значение g -фактора объектов, подверженных действию поля, близкое или кратное двум. На чисто орбитальные магнитные моменты внешнее МП в принципе тоже может воздействовать, но для них g -фактор равен единице. Двукратную разницу в величине g -фактора можно легко определить, не прибегая даже к особо точным методам. В [253] с этой целью было предложено перенести идеологию RYDMR-спектроскопии в физику пластичности и исследовать механические характеристики в скрещенных постоянном и СВЧ МП вблизи условий ЭПР. Экспериментально ЭПР в такой постановке исследовали в NaCl:Eu и NaCl:Ca тремя стандартными способами: 1) измерением пробегов индивидуальных краевых дислокаций L методом избирательного травления; 2) макродеформированием сжатием с регистрацией кривой деформации $\sigma - \varepsilon$; 3) измерением микротвердости H по Виккерсу [265–270].

Как и в традиционном ЭПР-исследовании, образец помещали в СВЧ-резонатор в область пучности стоячей волны ($\nu_m = 9.5$ GHz). Перпендикулярно плоскости поляризации магнитной компоненты волны \mathbf{B}_1 включали постоянное МП \mathbf{B}_0 , меняющееся от опыта к опыту мелкими шагами в диапазоне 0–0.8 Т. Во второй методике изучали *in situ* эффект, а в первой и третьей — постэффект от действия скрещенных постоянного и микроволнового МП.

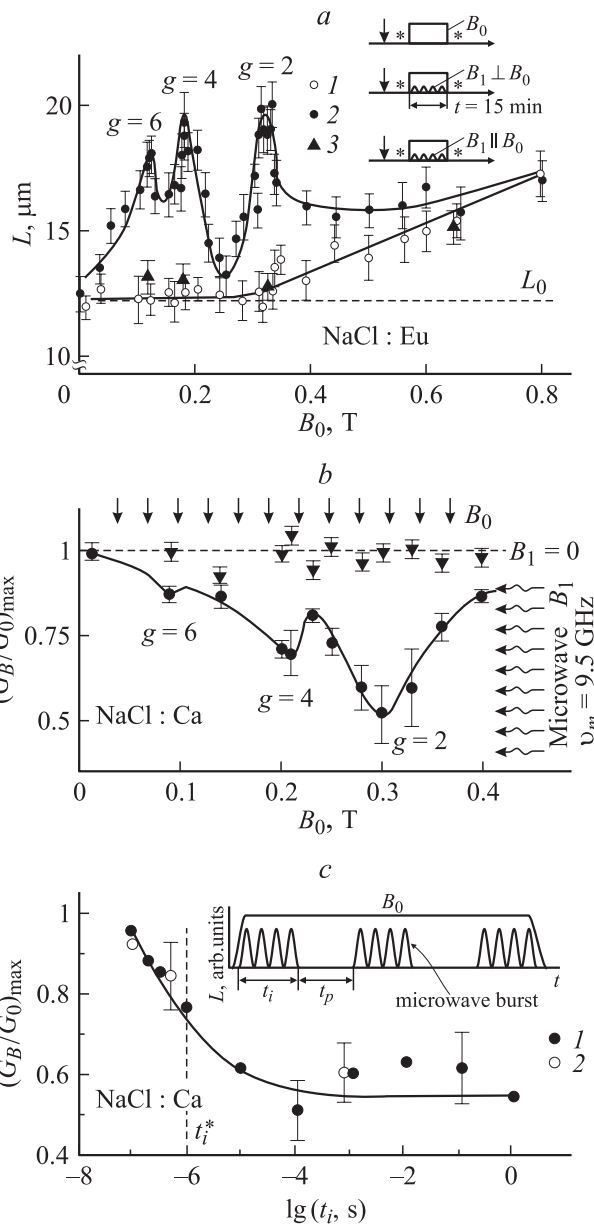


Рис. 21. Магнитоимпульсное разупрочнение в условиях ЭПР. *a* — резонансный прирост подвижности дислокаций в монокристалле NaCl с примесью Eu (100 ppm) после предварительной обработки образца в скрещенных постоянном и микроволновом МП; *b* — резонансное макроупрочнение (уменьшение коэффициента деформационного упрочнения) в монокристалле NaCl с примесью Ca при активном деформировании и одновременном действии постоянного и скрещенного с ним микроволнового МП. G_B — коэффициент упрочнения при совместном действии микроволнового и постоянного МП; G_0 — то же при отключенном микроволновом МП; *c* — зависимость ЭПР разупрочнения NaCl:Ca ($B_0 = 0.32$ Т) в условиях модуляции СВЧ волны прямоугольными пакетами от длительности этих пакетов t_i и паузы между ними t_p . 1 — $t_p = 10^{-3}$, 2 — 10^{-7} с. На врезках показаны последовательности процедур в разных сериях опытов. Обозначения те же, что и на рис. 7.

Экспозиция кристаллов NaCl:Eu со свежевведенными дислокациями в течение 15 min в МП $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{B}_1$ приводила к резонансному увеличению L при $B_0^{(1)} = 0.32 \pm 0.03$ Т, $B_0^{(2)} = 0.18 \pm 0.02$ Т, $B_0^{(3)} = 0.12 \pm 0.02$ Т (рис. 21, а). Эти значения постоянного МП соответствуют резонансным переходам между зеемановскими уровнями на частоте $\nu_m = 9.5$ GHz при $g_1 = 2.1 \pm 0.2$, $g_2 = 3.8 \pm 0.3$, $g_3 = 5.7 \pm 0.7$. При действии одного постоянного МП или скрещенного с ним микроволнового, но в конфигурации $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{B}_1$, наблюдалась обычная монотонная полевая зависимость $L(B)$. Это указывает на то, что имеют место магнитные резонансы, а не какие-либо другие.

Эксперименты на частоте переменного МП $\nu_m = 152$ MHz обнаружили резонансное увеличение L при $B_0 = 5.1 \pm 0.5$ mT [266], что соответствует $g = 2 \pm 0.2$. По-видимому, это наименьшее МП, при котором до настоящего времени наблюдали МПЭ. Заметим, что не существует принципиальных ограничений на реализацию резонансного разупрочнения и в еще более низких МП (например, в поле Земли ~ 0.05 mT, которому соответствует резонансная частота $\nu_m \sim 1$ MHz при $g = 2$). Авторы [271] полагают, что они наблюдали последствия такого резонанса в одной из своих ранних неопубликованных работ по МПЭ, но не смогли дать разумной трактовки полученных результатов в то время.

Совместное действие СВЧ и постоянного МП при $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{B}_1$ на макропластическое течение NaCl:Ca также носило резонансный характер (рис. 21, б). В этих опытах измерялось изменение коэффициента деформационного упрочнения при включении СВЧ поля (постоянное МП было включено на все время деформирования, что позволяло исключить из результата его самостоятельное действие). Аналогичные результаты получены на этих же кристаллах и при измерении микротвердости после 15 min экспозиции образца в тех же условиях.

Модулирование СВЧ волны прямоугольными пакетами длительностью от 10^{-8} до 1 s позволило определить минимально необходимую продолжительность действия МП τ_{\min} , которая приводила к МПЭ (рис. 21, с). При $T = 293$ K τ_{\min} составляло $\sim 10^{-6}$ s, что согласуется с данными, полученными другим способом — иницированием движения дислокаций импульсами МП варьируемой длительности (рис. 6). Эти результаты однозначно указывают на то, что МП действует на частицы со спином 1/2 и 3/2 и инициирует спин-зависимые реакции как между дислокациями и стопорами, так и внутри точечных комплексов, которые впоследствии играют роль локальных препятствий для скользящих дислокаций. В [272,273] подробно описаны условия, объекты и кинетика превращений в примесно-вакансионных комплексах ионных кристаллов, которые инициируются МП и затем влияют на люминесцентные, радиоспектроскопические, пластические и другие характеристики ионных кристаллов. Среди широкого спектра точечных комплексов наиболее чувствительными для

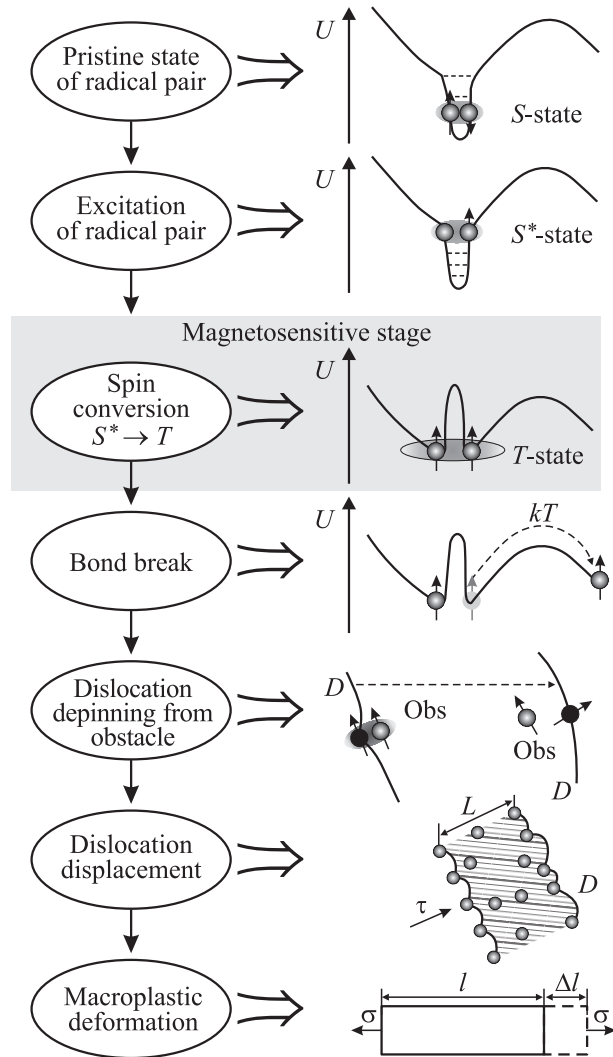


Рис. 22. Поэтапная схема МПЭ, возникающего вследствие ускорения открепления дислокаций от стопоров в МП. D — дислокация, L — ее пробег, Obs — локальное препятствие, τ и σ — приложенные напряжения, l и Δl — длина образца и ее изменение в процессе деформации соответственно, l и 2 — упругая и обменная часть взаимодействия дефектов в кристалле соответственно.

МПЭ оказались многоатомные агрегаты, состоящие из 3–5 примесь-вакансионных диполей.

Исходя из изложенных соображений, можно представить себе следующий сценарий событий, в котором слабое МП способно существенно повлиять на механические свойства макроскопически диамагнитных кристаллов при наличии парамагнитных центров в структурных дефектах (рис. 22). Отдельные этапы, особенно быстропротекающие, нуждаются в целенаправленном, систематическом изучении высокоразрешающими методами, поскольку об их кинетике и даже существовании сейчас можно только догадываться по косвенным признакам. Это необходимо не только потому, что электронно-спиновая динамика лежит в основе физики

магнитопластичности, но и ввиду того, что она участвует в формировании макросвойств реальных кристаллов и в отсутствие МП, но не могла быть вычленена ранее из общей суммы причин, влияющих на механические характеристики реальных кристаллов.

Формально влияние МП на пластические свойства твердых тел через изменение констант скоростей внутрискристаллических реакций можно считать „подведомственным“ механохимии или магнетохимии. Некоторые основания для этого есть. Однако у МПЭ имеются и существенные особенности. Механохимия имеет дело с механостимулированными реакциями, захватывающими весь объем или поверхность реагирующего тела [274,275], в то время как в МПЭ решающую роль играют события в нанобъемах, составляющих ничтожную их долю. Идеология спин-зависимого взаимодействия короткоживущих парамагнитных частиц весьма далека и от традиционного понимания предмета магнетохимии — выяснения взаимосвязи макроскопических химических и магнитных свойств (чаще всего магнитной восприимчивости) вещества [276]. Номинально все материалы, в которых обнаружены МПЭ, являются диамагнетиками (за исключением Al, позиционируемого в справочниках как слабый парамагнетик). Наличие парамагнитных примесей (в обычных концентрациях) не меняет этого обстоятельства. И даже количество парамагнитной примеси не является определяющим фактором магниточувствительности механических свойств (хотя и существенным в потенции). Ввиду малых времен жизни возбужденных состояний (на которые только и может повлиять слабое МП) их мгновенная концентрация весьма мала и обычно находится за пределами чувствительности стандартной ЭПР-спектроскопии. Она лишь косвенно связана с исходной концентрацией парамагнитной примеси, а следовательно, и со статической магнитной восприимчивостью, которой обычно оперирует магнетохимия.

С точки зрения классификации магнитных эффектов, принятой в химфизике, обнаруженные эффекты резонансного разупрочнения кристаллов в МП можно рассматривать как дальнейшее расширение рамок RYDMR-спектроскопии. В силу ряда причин чувствительность и временное разрешение этой „обращенной“ ЭПР-технологии исследования короткоживущих парамагнитных состояний на много порядков величины больше, чем в традиционной ЭПР-спектроскопии. Это дает уникальные возможности исследовать быстропротекающие стадии взаимодействия структурных дефектов в кристаллах не только в целях раскрытия природы МПЭ, но и для углубления представлений о динамике наномасштабных объектов и в отсутствие МП.

По физическим принципам управление механическими свойствами твердых тел посредством спиновой конверсии в нанокластерах структурных дефектов гораздо ближе к спинтронике — новому направлению в физике и высоких технологиях, где желаемого изменения характеристики нанобъектов добиваются исключительно за

счет влияния на спиновое состояние электронов, а не на координатную часть их волновой функции.

3.6. Другие возможные механизмы. На фоне успехов теории спин-селективных реакций, а также выявлении решающей роли таковых в МПЭ, наблюдающихся в примесных ионных кристаллах, соблазн объяснить все магнитные эффекты в слабомагнитных телах с этих позиций весьма велик.

Действительно, теория спин-зависимых реакций между короткоживущими парамагнитными частицами обладает рядом привлекательных черт. Она позволяет снять термодинамические возражения на тему малости магнитной энергии, поскольку МП только катализирует (а не активирует силовым образом) пластическое течение, дает возможность „обойти“ проблему теплового шума (так как на время быстрой спиновой конверсии в МП реагирующие спины можно считать изолированными от решетки и находящимися при $T \sim 0$ К). Поскольку все первичные магниточувствительные события в МПЭ происходят в нанокластерах, образованных структурными дефектами, матрица-растворитель играет второстепенную роль, лишь косвенно влияя на молекулярную динамику, времена спин-решеточной релаксации и т.д. Все это делает концепцию локальных спин-зависимых реакций очень инвариантной по отношению к природе материала. Однако все-таки кажется маловероятным, чтобы столь широкий спектр явлений, описанный в разделах 1 и 2, в таких разных материалах как ионные и полупроводниковые кристаллы, металлы и сплавы, полимеры и оксидные стекла, фуллерены и сегнетоэлектрики мог бы иметь одну и ту же природу. Поэтому ряд авторов предлагал альтернативные трактовки. Так, в полимерах МПЭ, скорее всего, обусловлен ориентацией боковых групп и сегментов цепей, обладающих магнитным моментом [277]. Правда, механизмы накопления энергии для этого в слабом МП и противостояния термализации остаются за рамками таких интерпретаций.

В [278] была сделана попытка обнаружить методом стандартного ЭПР оборванные ковалентные связи после длительной выдержки поликапролактама под нагрузкой, но результат оказался отрицательным. На этом основании авторы посчитали неправомерным использование представлений о спин-зависимых реакциях разрыва ковалентных связей для объяснения МПЭ в любых материалах. Однако в условиях эксперимента [278] МПЭ в поликапролактаме обнаружить не удалось, так что это не может быть сильным аргументом против влияния МП на спиновые степени свободы в материалах, где наблюдались МПЭ. Кроме того, время жизни образующихся свободных радикалов, как правило, очень мало и даже при очень высокой скорости их генерации (чего нельзя ожидать в испытаниях на ползучесть) их эффективная мгновенная концентрация может быть гораздо меньше порога чувствительности ЭПР-спектрометра.

Некоторые специалисты, занимающиеся магниторецепцией в слабых МП, апеллируют к тому, что магнитное воздействие может быть когерентным в простран-

стве и времени (что в принципе позволяет накапливать суммарно значительные энергии в большом числе частиц за большое время), а тепловое — всегда некогерентно [61]. Иными словами, неправомерно сравнивать эти два вида энергии просто по величине. Однако при этом не предлагается каких-либо обоснованных механизмов последующей передачи этой аккумулированной энергии меньшему числу реагирующих в данный момент частиц.

Подозрения, что регистрируемые МПЭ обусловлены наличием ферромагнитной примеси, собирающейся в многоатомные кластеры, по-видимому, можно отбросить в абсолютном большинстве случаев как не имеющие под собой оснований, подтвержденных опытом или хотя бы качественными оценками. При той концентрации примесей Fe, Ni и проч., которые типичны для ионных и полупроводниковых кристаллов и полимеров, даже если они и будут агрегироваться в относительно крупные преципитаты, где возможно магнитное упорядочение, их концентрация окажется слишком малой, чтобы серьезно повлиять на пластичность.

Вихревые электрические поля и токи, как уже обсуждалось, тоже не могут быть определяющей причиной МПЭ в большинстве случаев, хотя они и способны внести свой вклад. В открытой неравновесной системе, которой и является деформируемый образец, возможны эффекты самоорганизации и большого усиления слабых внешних воздействий, однако детально эти возможности пока не проанализированы.

Таким образом, несмотря на очевидные успехи теории спин-зависимых реакций между неравновесными структурными дефектами, проблема природы МПЭ остается далекой от полного разрешения. Можно думать, что намечены правильные общезначимые посылы для дальнейшего детального рассмотрения этих широко распространенных, как теперь ясно, явлений в слабомагнитных материалах.

Заключение

Итоги интенсивных исследований МПЭ последнего десятилетия убедили даже скептиков в реальности эффектов существенного влияния слабых МП на механические свойства многих немагнитных материалов. Это открывает возможности исследования не только условий, закономерностей и природы самих МПЭ, но и более широкого круга многостадийных процессов в системе структурных дефектов, что создает фундамент для принципиально нового высокочувствительного и высокоразрешающего метода магнитной спектроскопии быстротекущих явлений в реальных твердых телах. При этом для адекватного описания МПЭ в ряде материалов необходимо привлечение не только дислокационно-микроскопических представлений, но и рассмотрение электронных процессов на новом для физики пластичности электронно-спиновом и даже спин-ядерном уровне.

Помимо принципиальной значимости для физики конденсированного состояния вообще и физики пластичности в частности (где впервые прямыми методами показана важная роль спиновых степеней свободы структурных дефектов в формировании механических свойств немагнитных материалов и чувствительности к МП других макросвойств) описанные результаты могут быть полезны и в смежных областях знания. Так, например, магнитная обработка может в ряде случаев заменить значительно более длительную и энергоемкую термообработку, проводимую в целях ускоренной релаксации дефектной структуры и ее стабилизации в различных материалах. Исследование закономерностей и физических механизмов влияния слабых МП на различные свойства твердых тел можно рассматривать как часть большой проблемы влияния малых доз (облучения, химического воздействия, электромагнитных полей и т.п.) на открытые неравновесные системы в живой и неживой природе, а само такое влияние — как важный фактор окружающей среды. Например, геодинамика, тектоника, по-видимому, должны учитывать возможность разупрочнения материалов земной коры в результате комбинированного действия постоянного МП Земли и его высокочастотных флуктуаций. Возможно, и магнитобиология, и биохимия могут позаимствовать схемы рассуждений и физические модели, наработанные и проверенные на более простых кристаллических системах. Так или иначе, прогресс в изучении магнитоэластичности уже дал толчок в исследовании и других магнитоэластичных свойств (электрических, оптических, люминесцентных) в диамагнитных материалах, имеющих важное практическое значение (полупроводники, полимеры, фуллериты, высокоспиновые органические соединения [279] и т.д.).

Автор искренне признателен А.А. Бучаченко, Ю.А. Осипьяну, В.И. Альшицу, Ю.В. Баранову, В.Л. Бердинскому, П.Ю. Бутягину, А.И. Дерягину, В.А. Закревскому, М.И. Молоцкому, В.В. Кведеру, В.П. Киселю, Н.Л. Клячко, Н.А. Тяпуниной, С.З. Шмураку и многим другим коллегам за многократные стимулирующие обсуждения и конструктивную критику, а также своим сотрудникам и ученикам А.А. Дмитриевскому, В.И. Иволгину, Д.В. Лопатину, Р.Б. Моргунову, И.А. Пушкину, А.И. Тюрину и другим за творческий вклад в многолетнюю программу исследования магнитоэластических эффектов в Тамбовском государственном университете.

Автор также благодарен обоим рецензентам за полезные замечания и соображения, способствовавшие улучшению работы.

Список литературы

- [1] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [2] Н.Т. Птицына, Дж. Виллорези, Л.И. Дорман, Н. Юччи, М.Н. Тясто. УФН **168**, 7, 769 (1998).

- [3] Г.И. Дистлер, В.М. Каневский, В.В. Москвин, С.Н. Постников, Л.А. Рябинин, В.П. Сидоров, Г.Д. Шнырев. Докл. АН СССР **268**, 3, 594 (1983).
- [4] 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).
- [5] С.А. Дембовский, Е.А. Четкина, С.А. Козюхин. Письма в ЖЭТФ **41**, 2, 74 (1985).
- [6] С.А. Дембовский, С.П. Вихров, В.Н. Ампилогов, Е.А. Четкина. ЖТФ **11**, 20, 1267 (1985).
- [7] Н.В. Кукушкин, С.Н. Постников, Ю.И. Терман, В.М. Кедяркин. ЖТФ **55**, 10, 2083 (1985).
- [8] В.Н. Давыдов, И.И. Фефелова, Е.А. Лоскутова. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **23**, 9, 1438 (1987).
- [9] Н.В. Загоруйко. Кристаллография **10**, 1, 63 (1965).
- [10] И.И. Солощенко, А.Ф. Золотарев. В кн.: „Механизмы внутреннего трения в полупроводниковых и металлических материалах“. Наука, М. (1972). С. 35.
- [11] С.Т. Кишкин, А.А. Клыпин. Докл. АН СССР **211**, 2, 325 (1973).
- [12] А.Е. Смирнов, А.А. Урусовская. ФТТ **29**, 3, 825 (1987).
- [13] R.C. Johnson, R.E. Merrifield, P. Avakian, R.B. Flippen. Phys. Rev. Lett. **19**, 6, 285 (1967).
- [14] R.E. Merrifield. J. Chem. Phys. **48**, 12, 4318 (1968).
- [15] H. Hayashi, Y. Sakaguchi, H. Abe. Physica B **164**, 217 (1990).
- [16] Е.Л. Франкевич, Е.И. Балабанов. Письма в ЖЭТФ **1**, 6, 33 (1965).
- [17] Е.Л. Франкевич, Е.И. Балабанов. ФТТ **8**, 5, 855 (1966).
- [18] V.I. Lesin, V.P. Sakun, A.I. Pristupa, E.L. Frankevich. Phys. Stat. Sol. B **84**, 2, 513 (1977).
- [19] E.L. Frankevich, M.M. Tribel, I.A. Sokolik. Phys. Stat. Sol. B **77**, 1, 265 (1976).
- [20] E.L. Frankevich, A.I. Pristupa, V.I. Lesin. Chem. Phys. Lett. **47**, 2, 304 (1977).
- [21] Е.Л. Франкевич, А.И. Приступа. Изв. АН СССР. Сер. хим. **50**, 2, 220 (1986).
- [22] Е.Л. Франкевич, А.И. Приступа, В.И. Лесин. Письма в ЖЭТФ **26**, 11, 725 (1977).
- [23] Е.Л. Франкевич, В.И. Лесин, А.И. Приступа. Письма в ЖЭТФ **75**, 2(8), 415 (1978).
- [24] Е.Л. Франкевич, И.А. Соколик, Д.И. Кадырев, В.М. Кобрянский. Письма в ЖЭТФ **36**, 11, 401 (1982).
- [25] Е.Л. Франкевич, А.И. Приступа, В.М. Кобрянский. Письма в ЖЭТФ **40**, 1, 13 (1984).
- [26] Л.А. Чеботкевич, А.А. Урусовская, В.В. Ветер. Кристаллография **10**, 2, 688 (1965).
- [27] Л.А. Чеботкевич, А.А. Урусовская, В.В. Ветер, А.Д. Ершов. ФТТ **9**, 1093 (1967).
- [28] S. Hayashi, S. Takahashi, M. Yamamoto. J. Phys. Soc. Japan **25**, 910 (1968).
- [29] S. Hayashi, S. Takahashi, M. Yamamoto. J. Phys. Soc. Japan **30**, 2, 381 (1971).
- [30] S. Hayashi, S. Takahashi, M. Yamamoto. J. Phys. Soc. Japan **32**, 2, 349 (1972).
- [31] S. Hayashi, S. Takahashi, M. Yamamoto. Phys. Lett. A **42**, 171 (1972).
- [32] В.Я. Кравченко. Письма в ЖЭТФ **12**, 11, 551 (1970).
- [33] J.M. Galligan, T.N. Lin, C.S. Pang. Phys. Rev. Lett. **38**, 8, 405 (1997).
- [34] J.M. Galligan, C.S. Pang. J. Appl. Phys. **50**, 10, 6253 (1979).
- [35] В.В. Абраимов. ФНТ **6**, 10, 1334 (1980).
- [36] В.С. Крыловский, В.П. Лебедев, В.И. Хоткевич. ФНТ **7**, 12, 1550 (1981).
- [37] В.П. Лебедев, В.С. Крыловский. ФТТ **27**, 5, 1285 (1985).
- [38] J.M. Galligan. Scripta Metall. **18**, 7, 653 (1984).
- [39] В.П. Лебедев, В.С. Крыловский. ФТТ **32**, 3, 554 (1990).
- [40] J.M. Galligan, P.D. Goldman, L. Motowidlo, J. Pellegrino. J. Appl. Phys. **59**, 3747 (1986).
- [41] C.S. Kim, J.M. Galligan. Scripta Metall. **26**, 1769 (1992).
- [42] C.S. Kim, J.M. Galligan. Acta Mater. **44**, 775 (1996).
- [43] В.Д. Нацик, Л.Г. Потемина. ЖЭТФ **67**, 1, 240 (1974).
- [44] А.М. Гришин, Е.А. Канер, Е.П. Фельдман. ЖЭТФ **70**, 4, 1445 (1976).
- [45] J.M. Galligan. In: Physical Acoustics / Ed. by W.P. Mason. Academic Press, N.Y. (1982). Vol. 16. P. 173.
- [46] V.I. Startsev. In: Dislocations in Solids / Ed. by F.R.N. Nabarro. North Holland, Amsterdam (1983). Vol. 6. P. 143.
- [47] М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик. УФН **111**, 4, 655 (1973).
- [48] В.А. Гражулис, Ю.А. Осипьян. ЖЭТФ **58**, 4, 1259 (1970).
- [49] V.A. Pavlov, I.A. Pereturina, N.L. Pecherikina. Phys. Stat. Sol. **57**, 2, 449 (1980).
- [50] А.И. Дерягин, В.А. Павлов, К.Б. Власов, С.П. Грубова. ФММ **32**, 6, 1231 (1971).
- [51] К.Б. Власов, А.И. Дерягин, В.А. Павлов. ФММ **44**, 6, 1206 (1977).
- [52] А.И. Дерягин, Р.Ш. Насыров. ФММ **49**, 6, 1199 (1980).
- [53] E.J. Sharp, D.A. Avery. Phys. Rev. **158**, 2, 511 (1967).
- [54] А.М. Косевич, В.Н. Шкловский. ЖЭТФ **55**, 3(9), 1131 (1968).
- [55] В.Л. Покровский. Письма в ЖЭТФ **11**, 4, 233 (1970).
- [56] Д.Н. Большуткин, В.А. Десненко. Физика низких температур **7**, 5, 652 (1981).
- [57] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Т.М. Перекалина, А.А. Урусовская. ФТТ **29**, 2, 467 (1987).
- [58] А.Н. Кузнецов. Биофизика низкочастотных воздействий. Изд-во МФТИ, М. (1994). 164 с.
- [59] S. Ueno, M. Iwasaka. J. Appl. Phys. **79**, 8, 4705 (1996).
- [60] В.А. Коварский. УФН **169**, 8, 889 (1999).
- [61] В.Н. Бинги, А.В. Савин. УФН **173**, 3, 265 (2003).
- [62] Yu.I. Golovin, R.B. Morgunov. Chem. Rev. **23**, Pt 2, 22 (1998).
- [63] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова, М.В. Колдаева, Е.Ю. Михина, Е.А. Петржик. Материаловедение **12**, 2 (1999).
- [64] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. Материаловедение **3–6**, 2 (2000).
- [65] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. Природа **8**, 49 (2002).
- [66] Электроны проводимости / Под ред. М.И. Каганова, В.С. Эдельмана. Физматлит—Наука, М. (1984). 416 с.
- [67] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.А. Петржик. ФТТ **33**, 10, 3001 (1991).
- [68] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.А. Петржик. ФТТ **35**, 2, 320 (1993).
- [69] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова, Е.Ю. Михина, Е.А. Петржик. Письма в ЖЭТФ **63**, 8, 628 (1996).
- [70] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова. ФТТ **40**, 1, 81 (1998).
- [71] Е.В. Даринская, М.В. Колдаева. Письма в ЖЭТФ **70**, 3, 226 (1999).
- [72] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская. Письма в ЖЭТФ **70**, 11, 749 (1999).

- [73] Е.В. Даринская, Е.А. Петржик, С.А. Ерофеева, В.П. Кисель. Письма в ЖЭТФ **70**, 4, 298 (1999).
- [74] E.V. Darinskaja, E.A. Petrzikh, S.A. Erofeeva. J. Phys. Condens. Matter. **14**, 12 883 (2002).
- [75] Е.А. Петржик, Е.В. Даринская, С.А. Ерофеева, М.Р. Рухман. ФТТ **45**, 2, 254 (2003).
- [76] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, И.В. Гектина, Ф.Ф. Лаврентьев. Кристаллография **35**, 4, 1014 (1990).
- [77] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.А. Петржик. ФТТ **34**, 1, 155 (1992).
- [78] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов. Кристаллография **43**, 3, 586 (1998).
- [79] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова, Е.Ю. Михина, Е.А. Петржик. Изв. РАН. Сер. физ. **57**, 11, 2 (1993).
- [80] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева. ФТТ **43**, 9, 1635 (2001).
- [81] В.И. Альшиц, Р. Воска, Е.В. Даринская, Е.А. Петржик. ФТТ **35**, 1, 70 (1993).
- [82] В.И. Альшиц, Р. Воска, Е.В. Даринская, Е.А. Петржик. ФТТ **33**, 5, 170 (1993).
- [83] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, А.В. Тютюнник. Изв. РАН. Сер. физ. **10**, 3 (1995).
- [84] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов. ФТТ **39**, 4, 630 (1997).
- [85] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов. Изв. РАН. Сер. физ. **61**, 965 (1997).
- [86] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов, В.А. Киперман, Д.В. Лопатин. ФТТ **39**, 4, 634 (1997).
- [87] R.W. Dreyfus, R.V. Laibowitz. Phys. Rev. **135**, 5, 1413 (1964).
- [88] M. Hartmanova. Phys. Stat. Sol. **79**, 2, 303 (1971).
- [89] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. Письма в ЖЭТФ **58**, 3, 189 (1993).
- [90] Ю.И. Головин, О.Л. Казакова, Р.Б. Моргунов. ФТТ **35**, 5, 1384 (1993).
- [91] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **35**, 9, 2583 (1993).
- [92] Yu.I. Golovin, R.B. Morgunov, A.V. Tyutyunnik. Phys. Stat. Sol. (b) **189**, 1, 75 (1995).
- [93] Ю.А. Осипьян, Ю.И. Головин, Д.В. Лопатин, Р.Б. Моргунов, Р.К. Николаев, С.З. Шмурак. Письма в ЖЭТФ **69**, 2, 110 (1999).
- [94] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, А.А. Баскаков, М.В. Бадьлевич, С.З. Шмурак. Письма в ЖЭТФ **69**, 2, 114 (1999).
- [95] М.В. Бадьлевич, Ю.Л. Иунин, В.В. Кведер, В.И. Орлов, Ю.А. Осипьян. ЖЭТФ **122**, 7, 1550 (2003).
- [96] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **37**, 5, 1352 (1995).
- [97] Экспериментальные методы химической кинетики / Под ред. Н.М. Эмануэля, М.Г. Кузьмина. МГУ, М. (1985). 384 с.
- [98] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. Докл. АН **354**, 5, 632 (1997).
- [99] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, С.Е. Жуликов, Д.В. Лопатин. Кристаллография **44**, 5, 885 (1999).
- [100] М.В. Колдаева, Е.А. Даринская, В.И. Альшиц. Конденсированные среды и межфазные границы **2**, 3, 229 (2000).
- [101] А.А. Скворцов, А.М. Орлов, Л.И. Гончар. ЖЭТФ **120**, 1(7), 134 (2001).
- [102] А.М. Орлов, А.А. Скворцов, А.А. Соловьев. ФТТ **45**, 4, 613 (2003).
- [103] И.Б. Кекало. В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Металловедение и термическая обработка. ВИНТИ, М. (1973). Т. 7. С. 5.
- [104] М.С. Блантер, И.С. Головин, С.А. Головин, А.А. Ильин, В.И. Саррак. Механическая спектроскопия металлических материалов. МИА, М. (1994). 256 с.
- [105] R. Jemielniak, J. Krolkowski. J. Phys. (Paris). Collog. **46**, C10, 163 (1985).
- [106] Г.М. Бартнев, А.Г. Бартнева. Релаксационные свойства полимеров. Химия, М. (1992). 384 с.
- [107] А.А. Светашов, В.Л. Красников, Э.П. Белозерова. Кристаллография **42**, 3, 493 (1997).
- [108] Э.П. Белозерова, А.А. Светашов, В.Л. Красников. Изв. РАН Сер. физ. **61**, 1, 291 (1997).
- [109] Н.А. Тяпунина, В.Л. Красников, Э.П. Белозерова. ФТТ **41**, 6, 1035 (1999).
- [110] Н.А. Тяпунина, В.Л. Красников, Э.П. Белозерова. Кристаллография **45**, 1, 156 (2000).
- [111] В.И. Алексеенко, Т.К. Волкова, Т.Е. Константинова, И.К. Носолев, И.Б. Попова. ФТТ **36**, 6, 1597 (1994).
- [112] О.И. Дацко, В.И. Алексеенко, А.Д. Шахова. ФТТ **38**, 6, 1799 (1996).
- [113] В.И. Алексеенко, Т.К. Волкова, И.Б. Попова, И.К. Носолев, Т.Е. Константинова. Письма в ЖЭТФ **66**, 1, 49 (1996).
- [114] В.И. Алексеенко, Т.К. Волкова, И.Б. Попова, И.К. Носолев, Т.Е. Константинова. Письма в ЖЭТФ **67**, 10, 30 (1997).
- [115] О.И. Дацко, В.И. Алексеенко. ФТТ **39**, 7, 1234 (1997).
- [116] О.И. Дацко, В.И. Алексеенко, А.Л. Бруслова. ФТТ **41**, 11, 1985 (1999).
- [117] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. Письма в ЖЭТФ **61**, 7, 583 (1995).
- [118] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **37**, 7, 2118 (1995).
- [119] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов, А.М. Карякин. Изв. РАН. Сер. физ. **60**, 9, 173 (1996).
- [120] А.А. Урусовская, В.И. Альшиц, А.Е. Смирнов, Н.Н. Беккауэр. Письма в ЖЭТФ **65**, 6, 470 (1997).
- [121] А.А. Урусовская, А.Е. Смирнов, Н.Н. Беккауэр. Изв. РАН. Сер. физ. **61**, 5, 937 (1997).
- [122] В.И. Альшиц, Н.Н. Беккауэр, А.Е. Смирнов, А.А. Урусовская. ЖЭТФ **115**, 3, 951 (1999).
- [123] В.И. Альшиц, А.А. Урусовская, А.Е. Смирнов, Н.Н. Беккауэр. ФТТ **42**, 2, 270 (2000).
- [124] Б.И. Смирнов, Н.Н. Песчанская, В.И. Николаев. ФТТ **43**, 12, 2154 (2001).
- [125] Б.И. Смирнов, В.В. Шпейзман, Н.Н. Песчанская, Р.К. Николаев. ФТТ **44**, 10, 1915 (2002).
- [126] Ю.А. Осипьян, Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, Р.К. Николаев, И.П. Пушнин, С.З. Шмурак. ФТТ **43**, 7, 1333 (2001).
- [127] Ю.П. Родин. Механика композитных материалов **3**, 490 (1991).
- [128] Н.Н. Песчанская, В.Ю. Суорова, П.Н. Якушев. ФТТ **34**, 7, 2111 (1992).
- [129] Н.Н. Песчанская, П.Н. Якушев. ФТТ **39**, 9, 1690 (1997).
- [130] Н.Н. Песчанская. ФТТ **43**, 8, 1418 (2001).
- [131] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Ю. Ликсутин. Высокомолекуляр. соединения А **42**, 2, 277 (2000).
- [132] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **43**, 5, 827 (2001).
- [133] Р.Б. Моргунов, Ю.И. Головин, Д.В. Якунин, И.Н. Трофимова. Высокомолекуляр. соединения А **44**, 1, 1 (2002).
- [134] В.А. Жорин, Л.Л. Мухина, И.В. Разумовская. Высокомолекуляр. соединения **640**, 7, 1213 (1998).
- [135] Yu.I. Golovin, R.B. Morgunov, D.V. Lopatin, A.A. Baskakov. Phys. Stat. Sol. A **160**, R3 (1997).

- [136] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, Д.В. Лопатин, А.А. Баскаков, Я.Е. Евгеньев. ФТТ **40**, 111, 2065 (1998).
- [137] А.И. Пинчук, С.Д. Шаврей. ФТТ **43**, 1, 39 (2001).
- [138] А.И. Пинчук, С.Д. Шаврей. ФТТ **43**, 8, 1416 (2001).
- [139] А.И. Пинчук, С.Д. Шаврей. Письма в ЖЭТФ **28**, 12, 80 (2002).
- [140] M.S.C. Bose. Phys. Stat. Sol. (a) **86**, 2, 649 (1984).
- [141] Н.И. Гершензон, Д.О. Залпимиани, П.В. Манджгаладзе, О.А. Похотелов. ФТТ **28**, 3, 708 (1986).
- [142] М.И. Молоцкий. ФТТ **19**, 9, 1834 (1977).
- [143] Н.И. Гершензон, Д.О. Залпимиани, П.В. Манджгаладзе, О.А. Похотелов. ФТТ **30**, 7, 2209 (1988).
- [144] П.Ф. Биаджи, Н.И. Гершензон, Д.О. Залпимиани, П.В. Манджгаладзе, О.А. Похотелов, В. Сгринья, З.Т. Челидзе. ФТТ **32**, 8, 2328 (1990).
- [145] А.А. Урусовская. УФН **96**, 1, 39 (1968).
- [146] Н.А. Тяпунина, Э.П. Белозерова. УФН **156**, 4, 683 (1988).
- [147] Л.Б. Зуев. Физика электропластичности щелочно-галогидных кристаллов. Наука, Новосибирск (1990). 120 с.
- [148] Электронные свойства дислокаций в полупроводниках / Под ред. Ю.А. Осипьяна. Эдиториал УРСС, М. (2000). 320 с.
- [149] В.И. Спицын, О.А. Троицкий. Электропластическая деформация металлов. Наука, М. (1985). 160 с.
- [150] Ю.В. Баранов, О.А. Троицкий, Ю.С. Аврамов, А.Д. Шляпин. Физические основы электроимпульсной и электропластической обработки и новые материалы. МГИУ-ИМАШ РАН, М. (2001). 844 с.
- [151] H. Conrad, A.F. Sprecher. In: Dislocations in Solids / Ed. by F.R.N. Nabarro. North-Holland, Amsterdam (1989). Vol. 8. P. 497.
- [152] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.Ю. Михина, Е.А. Петржик. ФТТ **35**, 5, 1397 (1993).
- [153] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, O.L. Kazakova, E.Yu. Mikhina, E.A. Petrzhik. J. of Alloys and Compounds **211/212**, 548 (1994).
- [154] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова, Е.Ю. Михина, Е.А. Петржик. ФТТ **38**, 8, 2426 (1996).
- [155] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, O.L. Kazakova, E.Yu. Mikhina, E.A. Petrzhik. J. Mater. Sci. Eng. **A234-236**, 617 (1997).
- [156] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.Ю. Михина, Е.А. Петржик. ФТТ **38**, 8, 2426 (1996).
- [157] Ю.А. Осипьян, В.Ф. Петренко. ЖЭТФ **63**, 6, 1735 (1972).
- [158] Ю.А. Осипьян, В.Ф. Петренко. ЖЭТФ **69**, 4, 1362 (1975).
- [159] Ю.А. Осипьян, В.Ф. Петренко. ЖЭТФ **65**, 1, 296 (1978).
- [160] А.А. Урусовская, В.И. Альшиц, Н.Н. Беккауэр, А.Е. Смирнов. ФТТ **42**, 2, 267 (2000).
- [161] А.А. Скворцов, А.М. Орлов, В.А. Фролов, Л.И. Гончар, О.В. Литвиненко. ФТТ **42**, 10, 1814 (2000).
- [162] А.М. Орлов, А.А. Скворцов, Л.И. Гончар. ФТТ **43**, 7, 1207 (2001).
- [163] В.А. Макара, Л.П. Стебленко, Н.Я. Горидько, В.М. Кравченко, А.Н. Коломиец. ФТТ **43**, 3, 462 (2001).
- [164] А.А. Скворцов, Л.И. Гончар, А.М. Орлов. ФТТ **45**, 6, 1620 (2003).
- [165] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, А.В. Тютюнник, С.Е. Жуликов, Н.М. Афонина. ФТТ **40**, 12, 2184 (1998).
- [166] M.I. Molotskii, V. Fleurov. Phys. Rev. B **52**, 22, 15 829 (1995).
- [167] M.I. Molotskii. Mater. Sci. Eng. A **287**, 248 (2000).
- [168] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, М.В. Бадылевич, С.З. Шмурак. ФТТ **39**, 8, 1389 (1997).
- [169] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов, В.И. Иволгин. Кристаллография **43**, 5, 845 (1998).
- [170] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.З. Шмурак. Докл. АН **355**, 3, 299 (1998).
- [171] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, Д.В. Лопатин, А.А. Баскаков. Кристаллография **43**, 6, 1115 (1998).
- [172] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. Изв. вузов. Физика **41**, 7, 31 (1998).
- [173] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, А.А. Дмитриевский, С.З. Шмурак. Кристаллография **45**, 1, 154 (2000).
- [174] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов, А.А. Дмитриевский. Кристаллография **45**, 4, 738 (2000).
- [175] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, А.А. Дмитриевский, С.З. Шмурак. Изв. АН СССР. Сер. физ. **62**, 7, 1296 (1998).
- [176] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, Д.В. Лопатин. Изв. вузов. Физика **42**, 4, 66 (1999).
- [177] Е.Б. Бурлакова. Российский химический журнал **43**, 5 (1999).
- [178] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова. Письма в ЖЭТФ **62**, 4, 352 (1995).
- [179] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова. ЖЭТФ **111**, 2, 615 (1997).
- [180] Ю.И. Головин, А.А. Дмитриевский, Р.К. Николаев, И.А. Пушкин. ФТТ **45**, 1, 187 (2003).
- [181] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов, Д.Ю. Головин. ФТТ **38**, 10, 30 (1996).
- [182] Л.Н. Блинов, Г. Юшка, К. Арлаускас, М.С. Гутенев. Физика и химия стекла **9**, 6, 748 (1983).
- [183] М.Д. Самсоненко, Т.В. Жмыхов, В.Ш. Зонн, В.К. Аксенов. ЖСХ **20**, 5, 1116 (1979).
- [184] Т.В. Жмыхов, В.И. Борулько, И.А. Ключник, В.Г. Пицого, Г.В. Захаров, Е.В. Решетникова. Физика и химия стекла **15**, 1, 52 (1989).
- [185] С.А. Козюхин, Л.М. Илизаров, В.Г. Подкопаев, С.А. Дембовский. Материаловедение **1**, 2, 18 (1997).
- [186] В.И. Алексеенко, Г.К. Волкова, И.Б. Попова, Т.Е. Константинова, О.И. Дацко. Письма в ЖТФ **18**, 21, 37 (1992).
- [187] В.И. Алексеенко, Г.К. Волкова, И.Б. Попова, И.К. Носолев, Т.Е. Константинова. ЖТФ **67**, 10, 30 (1997).
- [188] Е.Г. Пашинская, В.В. Пашинский. ФММ. **85**, 6, 120 (1998).
- [189] М.Н. Левин, Н.Н. Матвеев. ЖФХ **75**, 10, 1886 (2001).
- [190] М.Н. Левин, В.В. Постников, Н.Н. Матвеев. Высокомолекуляр. соединения А **45**, 2, 217 (2003).
- [191] М.Н. Левин, В.В. Постников, Н.Н. Матвеев. ЖФХ **77**, 4, 1 (2003).
- [192] Ю.А. Осипьян, Ю.И. Головин, Д.В. Лопатин, Р.Б. Моргунов, Р.К. Николаев, С.З. Шмурак. ФТТ **41**, 11, 2097 (1999).
- [193] Yu.A. Osipyuan, Yu.I. Golovin, D.V. Lopatin, R.B. Morgunov, R.K. Nikolaev, S.Z. Smurak. Phys. Stat. Sol. B **223**, 3, R14-R15 (2001).
- [194] Ю.И. Головин, Д.В. Лопатин, Р.К. Николаев, А.В. Умрихин, С.З. Шмурак. Докл. АН **387**, 6, 1 (2002).
- [195] И.А. Соколик, Е.Л. Франкевич. УФН **111**, 2, 261 (1973).
- [196] Я.Б. Зельдович, А.Л. Бучаченко, Е.Л. Франкевич. УФН **155**, 1, 3 (1988).
- [197] В.В. Кведер, Ю.А. Осипьян, А.И. Шалынин. ЖЭТФ **83**, 2(8), 699 (1982).
- [198] Л.В. Власенко, В.А. Храмцов. Письма в ЖЭТФ **42**, 1, 32 (1985).

- [199] В.В. Кведер, Ю.А. Осипьян. Изв. АН СССР. Сер. физ. **51**, 4, 626 (1987).
- [200] Е.Л. Франкевич, Д.И. Кадыров, И.А. Соколик, В.М. Кобрянский. Хим. физика **2**, 7, 1642 (1983).
- [201] К. Okamoto, N. Oda, A. Itaga, S. Kusabayashi. Chem. Phys. Lett. **35**, 8, 483 (1975).
- [202] M. Pope, N.E. Gescintov, F. Fogel. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **6**, 83 (1969).
- [203] Б.М. Румянцев, В.И. Лесин, Е.Л. Франкевич. Оптика и спектроскопия **38**, 1, 89 (1975).
- [204] G. Klein, R. Voltz, M. Schott. Chem. Phys. Lett. **19**, 4, 391 (1973).
- [205] E.L. Frankevich, M.M. Tribel, A.A. Sokolik, L.I. Kolesnikova, Yu.I. Stolovitskii. Phys. Stat. Sol. **107**, B 2, 423 (1981).
- [206] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, А.А. Баскаков, М.В. Бадылевич, С.З. Шмурак. Письма в ЖЭТФ **69**, 2, 114 (1999).
- [207] С.А. Гриднев, К.С. Дрождин, В.В. Шмыков. ФТТ **42**, 2, 318 (2000).
- [208] М.Н. Левин, В.В. Постников, М.Ю. Палагин, А.М. Косцев. ФТТ **45**, 3, 513 (2003).
- [209] М.Н. Левин, В.В. Постников, М.А. Дронов. Письма в ЖЭТФ **29**, 11, 7 (2003).
- [210] M.N. Levin, V.M. Maslovsky. Solid State Commun. **90**, 12, 813 (1994).
- [211] В.М. Масловский, Ю.А. Климов, Н.С. Самсонов, Е.В. Сибириков. ФТП **28**, 5, 772 (1994).
- [212] М.Н. Левин, Б.А. Зон. ЖЭТФ **111**, 4, 1373 (1997).
- [213] M.N. Levin, V.A. Zon. MRS Proc. **583**, 278 (2000).
- [214] М.Н. Левин, Г.В. Семенова, Т.П. Сушкова, В.В. Постников, Б.Л. Агапов. ФТТ **45**, 4, 609 (2003).
- [215] М.Н. Левин, Г.В. Семенова, Т.П. Сушкова, Э.А. Долгополова, В.В. Постников. Письма в ЖЭТФ **28**, 19, 50 (2002).
- [216] М.Н. Левин, Г.В. Семенова, Т.П. Сушкова. Докл. АН **388**, 2, 1 (2003).
- [217] М.Н. Левин, В.Н. Семенов, Ю.В. Метелева. Письма в ЖЭТФ **27**, 10, 37 (2001).
- [218] В.П. Власов, В.М. Каневский, А.А. Пурцхвадзе. ФТТ **33**, 7, 2194 (1991).
- [219] В.Н. Давыдов, Е.А. Лоскутова, Е.П. Найден. ФТП **23**, 9, 1596 (1989).
- [220] Ю.А. Климов, В.М. Масловский, В.В. Тарасенко. Электронная техника **3**, 5(139), 25 (1990).
- [221] Ю.А. Климов, В.М. Масловский, К.В. Холоднов. Электронная техника **3**, 5(144), 22 (1991).
- [222] А.Г. Кадменский, С.Г. Кадменский, М.Н. Левин, В.М. Масловский, А.В. Чернышев. Письма в ЖЭТФ **19**, 3, 41 (1993).
- [223] М.Н. Левин, Ю.О. Личманов, В.М. Масловский. Письма в ЖЭТФ **20**, 4, 27 (1994).
- [224] Р.З. Сагдеев, Т.В. Лещина, М.А. Камха. Изв. АН СССР. Сер. хим. **9**, 2128 (1972).
- [225] Р.З. Сагдеев, К.М. Салихов, Т.В. Лещина, М.А. Камха, С.М. Шейн, Ю.Н. Молин. Письма в ЖЭТФ **16**, 7, 599 (1972).
- [226] Е.Л. Франкевич, А.И. Приступа. Письма в ЖЭТФ **24**, 4, 397 (1976).
- [227] Е.Л. Франкевич, А.И. Приступа, М.М. Трибель, И.А. Соколик. Докл. АН СССР **236**, 1173 (1977).
- [228] E.L. Frankevich, M.M. Tribel, I.A. Sokolik, A.I. Pristupa. Phys. Stat. Sol. **87b**, 2, 337 (1978).
- [229] R.C. Johnson, R.E. Merrifield, P. Avakian, R.B. Flippen. Phys. Rev. Lett. **19**, 5, 285 (1967).
- [230] A.L. Buchachenko, E.L. Frankevich. Chemical generation and reception of radio- and microwaves. VCH Publisher Inc., N.Y. (1994). 180 p.
- [231] B.C. Cavenett. Adv. Phys. **30**, 4, 475 (1981).
- [232] П.Г. Баранов, Н.Г. Романов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **50**, 2, 224 (1986).
- [233] P. Kaplan, I. Solomon, N.E. Mott. J. de Phys. Lett. **39**, L51 (1978).
- [234] K.M. Salikhov, Y.N. Molin, R.A. Sagdeev, A.L. Buchachenko. Spin Polarization and Magnetic Effects in Radical Reactions. Elsevier, Amsterdam (1984). 415 p.
- [235] А.Л. Бучаченко, Р.З. Сагдеев, К.М. Салихов. Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. Наука, Новосибирск (1978). 296 с.
- [236] A.L. Buchachenko. Chem. Rev. **95**, 7, 2507 (1995).
- [237] V. Brocklehurst. Nature **221**, 921 (1969).
- [238] R. Kaptein, J.L. Oosterhoff. Chem. Phys. Lett. **4**, 195 (1969); *ibid* **4**, 195 (1969).
- [239] U.E. Steiner. Ulrich T. Chem. Rev. **89**, 51 (1989).
- [240] A.L. Buchachenko, V.L. Berdinsky. J. Phys. Chem. **100**, 18 292 (1996).
- [241] М.И. Молоцкий. ФТТ **33**, 10, 3112 (1991).
- [242] В.В. Зырянов. Изв. СО АН СССР. Сер. хим. наук **6**, 19, 9 (1988).
- [243] В.Р. Регель, А.И. Слуцкер, Э.Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. Наука-Физматгиз, М. (1974). 560 с.
- [244] П.Ю. Бутягин, А.М. Дубинская, В.А. Радциг. Успехи химии **36**, 593 (1969).
- [245] М.В. Власова, Н.Г. Казакей. Электронный парамагнитный резонанс в механически разрушенных твердых телах. Наук. думка, Киев (1979). 197 с.
- [246] К.Б. Власов, А.И. Дерягин, В.А. Павлов. ФММ **44**, 6, 1206 (1977).
- [247] В.А. Радциг. Кинетика и катализ **20**, 2, 456 (1979).
- [248] В.А. Закревский. Физика и химия стекла **14**, 2, 256 (1988).
- [249] A.S. Argon, G.E. Padaver. Phil. Mag. **25**, 5, 1075 (1972).
- [250] А. Новик, Б. Бери. Релаксационные явления в кристаллах. Атомиздат, М. (1975). 472 с.
- [251] М.И. Молоцкий. ФТТ **35**, 1, 11 (1993).
- [252] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петрижик. Кристаллография **48**, 5, 838 (2003).
- [253] M. Molotskii, V. Fleurov. Phil. Mag. Lett. **73**, 1, 11 (1996).
- [254] M. Molotskii, V. Fleurov. J. Phys. Chem. B **104**, 3812 (2000).
- [255] M.I. Molotskii, V. Fleurov. Phys. Rev. B **56**, 18, 56 (1997).
- [256] M.I. Molotskii, V. Fleurov. Phys. Rev. Lett. **78**, 3, 1 (1997).
- [257] M.I. Molotskii, V. Fleurov. Phys. Rev. B **63**, 184 421 (2001).
- [258] M.I. Molotskii, V. Fleurov. Phys. Rev. B **63**, 132 102 (2001).
- [259] M.I. Molotskii, R.E. Kris, V.N. Fleurov. Phys. Rev. B **51**, 12 531 (1995).
- [260] V. Fleurov, M. Molotskii. In: Microwaves: theory and application in Materials Processing V. Proc. of the Second World Congress on Microwave and Radio Frequency Processing. Orlando, USA (2000). P. 57–63.
- [261] В.М. Шаталов. Физика и техника высоких давлений **6**, 3, 81 (1996).
- [262] А.Л. Бучаченко. Успехи химии **64**, 9, 863 (1995).
- [263] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. Изв. АН. Сер. хим. **46**, 4, 739 (1997).
- [264] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ЖЭТФ **115**, 2, 605 (1999).

- [265] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, С.Е. Жуликов, А.А. Дмитриевский. Письма в ЖЭТФ **68**, 5, 400 (1998).
- [266] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, А.И. Тюрин, В.И. Иволгин. Докл. АН **361**, 3, 352 (1998).
- [267] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, А.А. Дмитриевский. ФТТ **41**, 10, 1779 (1999).
- [268] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, А.А. Дмитриевский. ЖЭТФ **116**, 6, 1080 (2000).
- [269] Yu.I. Golovin, R.B. Morgunov, A.A. Dmitrievskii. J. Mat. Sci. Eng. **28/2**, 261 (2002).
- [270] Yu. Golovin, R. Morgunov, A. Baskakov. Molecular Phys. **100**, 9, 1291 (2002).
- [271] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.А. Легеньков, В.А. Морозов. ФТТ **41**, 11, 2004 (1999).
- [272] Р.Б. Моргунов, С.З. Шмурак, Б.К. Пономарев, А.А. Баскаков, В.И. Кулаков. Письма в ЖЭТФ **76**, 5, 336 (2002).
- [273] Р.Б. Моргунов, А.А. Баскаков. ФТТ **43**, 1632 (2001).
- [274] P.Yu. Butyagin. Chem. Rev. **23**, Pt 2, 91 (1998).
- [275] Г. Хайнике. Трибохимия. Мир, М. (1987). 584 с.
- [276] А.В. Губанов, А.И. Лихтенштейн, А.В. Постников. Магнетизм и химическая связь в кристаллах. Химия, М. (1985). 325 с.
- [277] Н.Н. Песчанская, П.Н. Якушев. ФТТ **45**, 4, 829 (2003).
- [278] В.А. Закревский, В.А. Пахотин, А.В. Шульдингер. ФТТ **44**, 11, 1990 (2002).
- [279] T.G. Prokhorova, S.S. Khasanov, L.V. Zorina, L.I. Buranov, V.A. Tkacheva, A.A. Baskakov, R.B. Morgunov, M. Gener, E. Canadell, R.P. Shibaeva, E.V. Yagubskii. Adv. Funct. Mater. **13**, 5, 1 (2003).