

О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ ТЕРМОАКТИВАЦИОННЫМИ И МАГНИТОСТИМУЛИРОВАННЫМИ ПРОЦЕССАМИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ InSb В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

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

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук
119333, Москва, Россия*

С. А. Ерофеева

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 28 сентября 2005 г.

Показано, что в отличие от обычной подвижности дислокаций в кристаллах InSb, характеризуемой термоактивационной зависимостью скорости от температуры, $v \propto \exp(-U/kT)$, где U — энергия активации, релаксационные перемещения дислокаций в тех же кристаллах, помещенных в магнитное поле в отсутствие внешней нагрузки, описываются более сложной температурной зависимостью. В исследованном интервале температур 120–250 °С зависимость $v(T)$ имеет тенденцию к спрямлению в координатах $\ln v$ и $1/T$ лишь в «низкотемпературной» его части, а с ростом температуры быстро выходит на насыщение. Наблюдаемое уменьшение термочувствительности релаксационной подвижности дислокаций в магнитном поле при повышении температуры интерпретируется в рамках модели, описывающей отрыв дислокации от точечного дефекта как последовательность двух процессов: 1) магнитостимулированного понижения барьера, $U \rightarrow U'$ (за время τ_{sp} спиновой эволюции в системе) и 2) ожидания термической флуктуации (за время $\tau_{th} \propto \exp(U'/kT)$). Таким образом, при достаточно низких температурах имеем $\tau_{th} \gg \tau_{sp}$ и суммарное время до отрыва составляет $\tau_{th} + \tau_{sp} \approx \tau_{th}$, а при высоких температурах, напротив, $\tau_{th} \ll \tau_{sp}$ и $\tau_{th} + \tau_{sp} \approx \tau_{sp}$, т. е. движение становится атермичным. Показано, что эта модель хорошо описывает данные измерений и позволяет разделить эффекты. В частности, найдено понижение барьера от энергии активации $U = 0.8$ эВ при нагрузке 10 МПа до $U' = 0.25$ эВ в магнитном поле $B = 0.8$ Тл.

PACS: 81.05.Ea, 81.40.Rs, 62.20.Fe, 61.72.Lk, 61.72.Yx

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитоэластический эффект в немагнитных кристаллах, первоначально обнаруженный нашей группой в кристаллах NaCl [1, 2], а также в других щелочно-галогидных кристаллах и немагнитных металлах [3, 4], в настоящее время является предметом активных исследований на широком классе материалов в целом ряде независимых коллективов (см. обзоры [5–8]). Явление заключается в магнитостимулированном облегчении отрыва дислокаций от закрепляющих примесей в результате снятия в

магнитном поле спинового запрета на определенные электронные переходы в примесных центрах, вызывающие значительное понижение барьеров для движения дислокаций [2, 5]. Как показано в работе [9], при определенном подборе легирования в том же кристалле может наблюдаться и упрочнение — повышение барьеров в магнитном поле.

Экспериментально магнитоэластический эффект проявляется как на микропластическом уровне, когда наблюдают за движением индивидуальных дислокаций [1–5, 9], так и в макропластичности [6] — в опытах по активному нагружению (с постоянной скоростью $\dot{\sigma} = \text{const}$) [10], ак-

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

тивной деформации (с постоянной скоростью $\dot{\epsilon} = \text{const}$) [11], ползучести (нагружающее напряжение $\sigma = \text{const}$) [12], внутреннему трению [13, 14] и микротвердости [15, 16]. При этом следует различать эффекты *in situ* [1–5, 9–14], когда дислокации движутся непосредственно в магнитном поле и сами «переключают» примесь после контакта с ней, и эффекты «памяти» [15–18], когда магнитная обработка воздействует непосредственно на примесную подсистему и последняя в течение определенного времени сохраняет новое состояние.

В последние годы особый интерес вызывают проявления магнитопластического эффекта в полупроводниковых кристаллах, как в экспериментах *in situ* [19, 20], так и при испытаниях кристаллов, предварительно выдержанных в магнитном поле [20–25]. В частности, в работе [19] впервые обнаружено движение дислокаций в кристаллах InSb, помещенных в магнитное поле без приложения механической нагрузки. Именно в этой работе получены и первые данные по температурной зависимости магнитоиндуцированных пробегов 60-градусных дислокаций в InSb в интервале температур 120–250 °С. Ранее на тех же кристаллах и практически в том же интервале температур (100–250 °С) изучалась [26] динамика аналогичных дислокаций, перемещавшихся под действием внешней механической нагрузки в отсутствие магнитного поля. Было показано, что при этом скорость дислокаций описывается обычной термоактивационной зависимостью $v \propto \exp(-U/kT)$, где энергия активации U , естественно, зависела от нагружающего напряжения σ и составляла $U = 0.8$ эВ при $\sigma = 10$ МПа. Однако попытка оценить по данным работы [19] понижение элементарного примесного барьера в результате магнитоиндуцированного перехода встречает неожиданную трудность, поскольку средняя скорость перемещения дислокаций в кристаллах, помещенных в магнитное поле, как оказалось, не описывается термоактивационной экспонентой и зависимость $v(T)$ в координатах $\ln v$ и $1/T$ не спрямляется.

Целями настоящей работы являются 1) более детальное экспериментальное исследование температурной зависимости средней скорости 60-градусных дислокаций в кристаллах InSb в магнитном поле; 2) разработка методики разделения вкладов термоактивационных и магнитоиндуцированных процессов в кинетику дислокационного движения; 3) установление на этой основе величины понижения локальных примесных барьеров в результате спин-зависимых переходов в системе дислокация–примесь в магнитном поле.

2. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Исследования проводились на монокристаллах InSb *n*-типа с концентрацией носителей $1 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Использовались образцы в виде четырехугольных призм с размерами ребер $3 \times 1.5 \times 40$ мм³, ориентированных соответственно в направлениях [111], [112] и [110]. Дислокации вводились царапанием корундовой иглой вдоль направления [110] поверхности наблюдения (111) с последующим выводом их «на старт» (на расстоянии 1–2 мм от царапины) с помощью четырехточечного изгиба образцов в течение 5 мин под нагрузкой 15 МПа при температуре 200 °С. Подготовленные образцы подвергались избирательному химическому травлению для фиксации начального положения дислокаций. Затем кристаллы медленно нагревались в течение 50 мин от комнатной температуры до температуры испытания в интервале 120–250 °С, и вслед за этим включалось постоянное магнитное поле $B = 0.8$ Тл на время 10–45 мин при фиксированной температуре без внешней механической нагрузки. После выключения поля происходило медленное охлаждение образцов в течение тех же 50 мин с последующим повторным травлением поверхности для определения окончательных позиций дислокаций. При этом использовался травитель СР-4А: пять частей HNO₃, три части HF и три части CH₃COOH. Наблюдения велись за быстрыми 60-градусными дислокациями, перемещающимися от царапины. Более подробно методика измерения дислокационных пробегов описана в работе [26]. По сравнению с работой [19] число температурных точек, при которых проводились измерения средней скорости дислокаций, было увеличено с четырех до шести: 120, 150, 170, 200, 220, 250 °С.

Согласно работам [19, 26], дислокации в исследуемых кристаллах перемещаются лишь при повышенных температурах (более 100 °С) как в условиях механического нагружения, так и при магнитной релаксации дислокационной структуры. Это, конечно, относится и к обычной тепловой релаксации в отсутствие магнитного поля, однако в последнем случае плотность подвижных дислокаций при тех же температурах значительно (примерно на порядок) ниже, чем при магнитной релаксации. Другим существенным различием этих двух релаксаций является разное направление преимущественного движения дислокаций. При $B = 0$ примерно 90 % от общего числа N сдвинувшихся дислокаций перемещаются по направлению к царапине, и лишь 10 % движутся в про-

твояположном направлении. Отжиг кристалла в поле $B = 0.7$ Тл при температуре 200°C в течение времени $t = 10$ мин и дольше приводит к обратной картине: 80 % от числа N_m сдвинувшихся дислокаций ($N_m \gg N$) удаляются от царапины. Проверка показала, что стягивающиеся в процессе нагрева образца при $B = 0$ дислокационные петли при последующем включении магнитного поля не движутся. Это значит, что такое возвратное движение применительно к конечным позициям дислокаций (после нагрева, отжига в магнитном поле и последующего охлаждения кристалла при $B = 0$) относится к массиву наблюдаемых 20 % стягивающихся петель и не вносит вклада в пробеги 80 % расширяющихся петель, набираемые при включенном магнитном поле. Поэтому пробеги таких расширяющихся петель правильно характеризуются расстояниями между конечными положениями ямок травления дислокаций после охлаждения кристалла и их исходными позициями до нагрева образца (на старте).

Как показано в работе [19], соответствующий средний пробег l таких дислокаций линейно зависит от времени t магнитного отжига:

$$l = l_0 + vt. \quad (1)$$

Здесь $l_0 \approx 60$ мкм — почти мгновенно набираемый средний пробег дислокаций в результате потери устойчивости после отрыва от критических стопоров из сильнонеравновесных положений (при их примесном закреплении на крутых склонах рельефа дальнедействующих внутренних напряжений). Не случайно величина l_0 порядка среднего расстояния между дислокациями. Подобные скачкообразные движения дислокаций хорошо известны в щелочно-галлоидных кристаллах [27, 28]. Таким образом, не весь средний пробег l , а разность $\Delta l = l - l_0$ будет в дальнейшем рассмотрении основной характеристикой квазистационарного движения дислокаций.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

На рис. 1 представлены экспериментально измеренные температурные зависимости средней скорости $v = \Delta l/t$ дислокаций в кристалле InSb для двух различных воздействий — магнитного (точки на кривой 1) и механического (точки на прямой 2 — по данным работы [26]). Видно, что они существенно различаются не только по величине, но и по характеру. В полулогарифмических координатах $\ln v$

и $1/T$ скорость движения 60-градусных дислокаций от царапины под действием механической нагрузки 10 МПа в отсутствие магнитного поля описывается линейной функцией (прямая 2), что отвечает стандартной термоактивационной зависимости

$$v = v_0 \exp(-U/kT) \quad (2)$$

с энергией активации $U \approx 0.8$ эВ и предэкспонентой $v_0 \approx 4.4 \cdot 10^2$ м/с. В тех же координатах скорость дислокаций в магнитном поле $B = 0.8$ Тл без механического воздействия описывается зависимостью, которая лишь со стороны низких температур асимптотически стремится к прямой, а в высокотемпературной области имеет тенденцию к насыщению, т. е. к утрате температурной чувствительности.

Подобный характер температурной зависимости подвижности дислокаций при магнитной релаксации может быть описан в рамках следующей простой модели. Преодоление каждого локального барьера дислокацией в магнитном поле происходит в два этапа: 1) понижение барьера в результате изменения электронной структуры примесного центра после спиновой эволюции (за время τ_{sp}) в системе дислокация–примесь и снятия спинового запрета на определенный переход; 2) преодоление пониженного барьера с помощью термической флуктуации по истечении среднего времени ожидания τ_{th} . При этом время τ_{sp} первого этапа от температуры не зависит, но должно быть чувствительным к магнитному полю (есть основания полагать [5, 19], что $\tau_{sp} \propto B^{-2}$). Время второго этапа, напротив, сильно зависит от температуры: $\tau_{th} \propto \exp(U'/kT)$, где U' — энергия активации пониженного барьера. Заметим, что в рамках этой модели от магнитного поля зависит не высота U' нового барьера, а лишь кинетика его образования.

Таким образом, средняя скорость v дислокации должна лимитироваться суммарным временем: $v \propto (\tau_{sp} + \tau_{th})^{-1}$, так что обратную скорость v^{-1} можно представить в виде

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{v_m} + \frac{1}{v_{th}}, \quad (3)$$

где величина v_m растет с повышением магнитного поля (предположительно $v_m \propto B^2$) и не зависит от температуры и

$$v_{th} = v'_0 \exp(-U'/kT). \quad (4)$$

Применительно к полулогарифмическим координатам на рис. 1 соответствующая теоретическая зависимость имеет вид

$$\ln v = \ln v'_0 - \ln \left[\frac{v'_0}{v_m} + \exp\left(\frac{U'}{kT}\right) \right]. \quad (5)$$

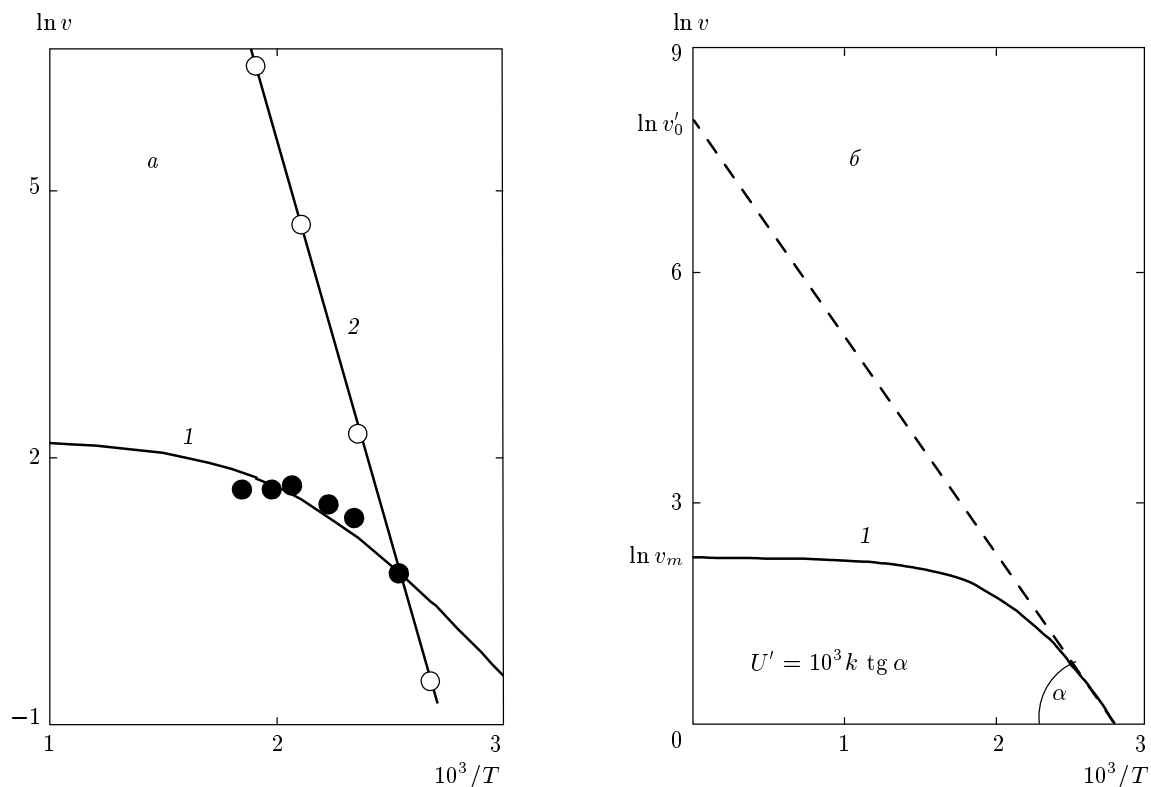


Рис. 1. Зависимость средней скорости v дислокаций от обратной температуры T^{-1} в полулогарифмических координатах: a — экспериментальные данные, отвечающие релаксационному движению в магнитном поле $B = 0.8$ Тл в отсутствие механического нагружения (1) и обычному перемещению под действием механического напряжения 10 МПа (2); b — теоретическая кривая, отвечающая уравнению (5), и ее основные параметры

При низких температурах, когда экспонента в выражении (5) значительно превышает первое слагаемое под логарифмом, функция $\ln v(1/T)$ асимптотически приближается к линейной зависимости (штриховая прямая на рис. 1)

$$\ln v_{asympt} = \ln v'_0 - U'/kT, \tag{6}$$

описывающей чисто термоактивационную подвижность. Этот предел соответствует условию $\tau_{th} + \tau_{sp} \approx \tau_{th}$. В другом предельном случае (при высоких температурах), когда, напротив, $\tau_{th} \ll \tau_{sp}$ и экспоненциальный член в соотношении (5) мал по сравнению с отношением v'_0/v_m , скорость v утрачивает температурную зависимость, приближаясь к уровню $v = v_m$. Таким образом, вытекающая из рассматриваемой модели формула (5) качественно правильно передает наблюдаемые черты явления. Нетрудно убедиться, что при соответствующем подборе параметров она может описать его и количественно. Выбирая параметры v'_0 и U' по положению и наклону низкотемпературной асимптоты (6), а величину v_m — по уровню насыщения

экспериментальных точек со стороны высоких температур, после некоторой оптимизации их значений в весьма узких интервалах получаем

$$\begin{aligned} v'_0 &= e^{8.47} \text{ мкм/мин} = 8 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}, \\ v_m &= e^{2.2} \text{ мкм/мин} = 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ м/с}, \\ U' &= 0.25 \text{ эВ}. \end{aligned} \tag{7}$$

Построенная при этих параметрах теоретическая кривая (линия 1 на рис. 1) действительно вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными точками. Еще более убедительным выглядит это согласие на рис. 2 в спрямляющих координатах. В этом случае теоретическую зависимость удобнее переписать в форме

$$\ln \left(\frac{v'_0}{v} - \frac{v'_0}{v_m} \right) = \frac{U'}{kT}. \tag{8}$$

Тангенс угла наклона прямой на рис. 2 непосредственно определяет приведенную в (7) величину энергии активации $U' = 0.25$ эВ, которая оказывается примерно втрое ниже значения $U = 0.8$ эВ, опре-

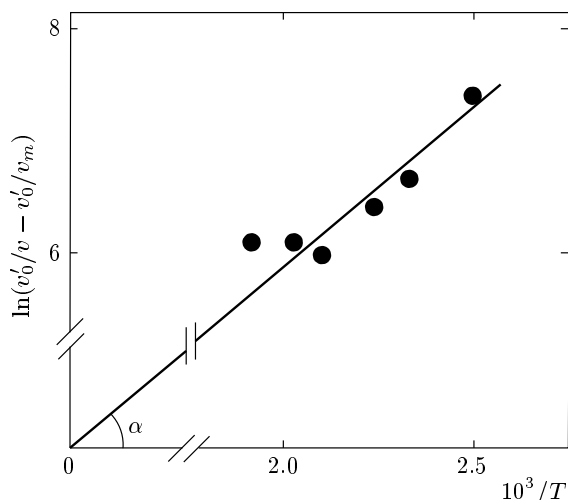


Рис. 2. Зависимость средней скорости v дислокаций при магнитном отжиге от обратной температуры T^{-1} в спрямляющих координатах

деляющего обычную термоактивационную подвижность (2) дислокаций под действием механического напряжения 10 МПа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложенная модель позволяет количественно оценить высоту примесных барьеров для движения дислокаций после их модифицирования в магнитном поле и разделить вклады в кинетику магнитной релаксации дислокационной структуры от обычных термоактивационных процессов и процессов спиновой эволюции в магнитном поле в системе дислокация–примесь. Строго говоря, энергии активации до и после магнитного понижения барьера зависят от величины приложенных к дислокации механических напряжений. Поэтому энергии U и U' лучше было бы сравнивать при одном и том же напряжении. Для этого пришлось бы повторить эксперимент [26] в магнитном поле. Мы не стали этого делать не только из-за технической невозможности поместить нагружающее устройство в магнитное поле. Главным нашим мотивом была убедительная демонстрация реальности влияния магнитного поля на пластические свойства кристаллов, когда магнитное воздействие является единственным фактором, определяющим радикальное изменение кинетики релаксационных перемещений дислокаций.

Впрочем, здесь следует сделать одно важное замечание. Изучаемая в этой работе магнитная релаксация дислокационной структуры происходит в весь-

ма неоднородных полях дальнедействующих внутренних напряжений σ_i , создаваемых всем ансамблем дислокаций. Эти поля являются практически температурно-независимыми, а их характерный уровень σ_i весьма низок. Действительно, напряжение σ_i может быть оценено как поле дислокации на среднем расстоянии между дислокациями:

$$\sigma_i \sim bG\sqrt{\rho_d}/2\pi,$$

где b — величина вектора Бюргерса (порядка параметра решетки), G — модуль сдвига и ρ_d — плотность дислокаций. Подставляя сюда $b \approx 4.6 \cdot 10^{-10}$ м, $G \approx 1.8 \cdot 10^4$ МПа и типичное значение в наших образцах $\rho_d \sim 10^8$ м⁻², нетрудно получить искомую оценку $\sigma_i \sim 0.01$ МПа, что на три порядка ниже, чем внешнее напряжение 10 МПа, которому отвечает измеренная в работе [26] энергия активации $U = 0.8$ эВ. В этой же работе было показано, что при малых напряжениях σ зависимость $U(\sigma)$ является линейной: $U(\sigma) = U_0 - \gamma\sigma$, где активационный объем $\gamma \approx 0.04$ эВ/МПа. Если предположить, что величина γ в наших экспериментах определяется той же оценкой, то легко видеть, что соответствующее значение $\gamma\sigma_i \approx 4 \cdot 10^{-4}$ эВ оказывается малым не только по сравнению с энергией активации $U' = 0.25$ эВ, но и по сравнению с величиной kT .

Таким образом, неоднородность распределения внутренних напряжений не сказывается на активационных параметрах движения дислокаций, но, конечно, через предэкспоненту оказывает существенное влияние на разброс пробегов отдельных дислокаций. Напомним, что средний пробег вычислялся нами по гистограммам пробегов больших коллективов дислокаций. В соответствии с теорией предэкспонента растет пропорционально σ [29] или даже σ^2 [30] (экспериментально [26], хотя и с невысокой точностью, наблюдается скорее линейная зависимость). Если поверить эксперименту [26], то линейность по σ предэкспоненты позволяет считать измеренные средние значения Δl отвечающими среднему напряжению $\langle \sigma \rangle = \sigma_i$. Действительно, в термоактивационной компоненте движения дислокаций в магнитном поле значительно понижается не только энергия активации ($U \rightarrow U'$), но и предэкспоненциальный множитель ($v_0 \rightarrow v_0'$). Однако последний уменьшается не на три, а более чем на шесть порядков (примерно в $5.5 \cdot 10^6$ раз). Впрочем, существует и дополнительная физическая причина для уменьшения этого множителя в условиях магнитной релаксации.

Как показано в работе [5], отрыв дислокаций от точечных дефектов в магнитном поле происходит в режиме последовательного открепления

(unzipping), поскольку для образования радикальной пары в ядре дислокации и запуска спиновой эволюции в магнитном поле требуется прямой контакт дислокации с примесью, что затруднено при столь низких внутренних напряжениях. При откреплении происходят лавинообразное увеличение длины дислокационного сегмента и, соответственно, пропорциональный рост силы «поджатия» дислокации к точечному дефекту. Тем самым время τ_{dp} отрыва дислокации от ряда закрепляющих примесей должно значительно превышать время $\tau_{sp} + \tau_{th}$ элементарного акта: $\tau_{dp} \approx n(\tau_{sp} + \tau_{th})$, где n определяется «длиной» такого последовательного открепления и может составлять несколько порядков. Это объясняет относительную медленность дислокационных перемещений в магнитном поле, которая наблюдается несмотря на весьма малые времена спиновой эволюции (по оценкам работы [5] $\tau_{sp} \sim 10^{-5}$ с). Применительно к обсуждаемому эксперименту тот же множитель n должен приводить к дополнительному уменьшению предэкспоненциального множителя v'_0 . Для обеспечения наблюдаемого отношения v_0/v'_0 (при условии, что предэкспонента линейна по напряжениям) длина открепления должна быть $n \sim 10^3-10^4$.

Согласно работе [19], в изучаемых нами кристаллах в интервале магнитных полей $B = 0.5-0.9$ Тл эффекты памяти о магнитной обработке не наблюдались: после выключения магнитного поля релаксационное движение дислокаций практически сразу переходит в режим обычной термической релаксации. Впрочем, в недавней работе [20] эффекты магнитной памяти все же были обнаружены на тех же кристаллах, но при более высоких полях. В рамках нашей модели наблюдаемая нелинейная зависимость $\ln v(1/T)$ в условиях магнитной релаксации при $B = 0.8$ Тл убедительно свидетельствует о том, что магнитное преобразование закрепляющих центров происходит только после подхода к ним дислокаций, которые тем самым являются не «свидетелями», а прямыми «участниками» спин-зависимых процессов в магнитном поле.

В принципе, предложенная методика обработки экспериментальных данных позволяет, выделяя магнитную компоненту дислокационной динамики (величину v_m), прямо связанную с кинетикой спиновой эволюции в системе дислокация–примесь, непосредственно изучать физические характеристики элементарного акта, определяющего магнитопластический эффект. С этой точки зрения, представляется важным измерить зависимость параметра v_m от магнитной индукции, $v_m(B)$, а

также убедиться в том, что высота преобразованного барьера U' действительно слабо чувствительна к магнитному полю. Заметим, что в области достаточно высоких магнитных полей и относительно низких температур, когда $\tau_{th} > \tau_{sp}$, в соответствии с нашей моделью можно ожидать уменьшения чувствительности средней скорости v дислокаций к индукции B с выходом зависимости $v(B)$ на константу, зависящую от температуры. К настоящему моменту мы можем только констатировать, что по данным работы [19] в этих кристаллах при температуре $T = 200^\circ\text{C}$ в интервале полей $B = 0.6-0.9$ Тл зависимость $v(B)$ является линейной по B^2 . Получение полного комплекта данных для исчерпывающего анализа требует дальнейших исследований.

Авторы признательны Б. В. Петухову за полезное обсуждение результатов этой работы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-17021) и Польского фонда KBN MNiI (грант № 4T07A02327).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина, А. А. Урусовская, ФТТ **29**, 467 (1987).
2. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, ФТТ **33**, 3001 (1991).
3. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, И. В. Гектина, Ф. Ф. Лаврентьев, Кристаллография **35**, 1014 (1990).
4. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, ФТТ **34**, 155 (1992); **35**, 320 (1993).
5. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Кристаллография **48**, 826 (2003).
6. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Кристаллография **48**, 855 (2003).
7. Ю. И. Головин, ФТТ **46**, 769 (2004).
8. Р. Б. Моргунов, УФН **174**, 2 (2004).
9. Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Письма в ЖЭТФ **70**, 226 (1999).
10. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, Письма в ЖЭТФ **61**, 583 (1995).
11. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Письма в ЖЭТФ **65**, 470 (1997).

12. Б. И. Смирнов, Н. Н. Песчанская, В. И. Николаев, ФТТ **43**, 2154 (2001).
13. Н. А. Тяпунина, В. Л. Красников, Э. П. Белозерова, Кристаллография **45**, 156 (2000).
14. О. И. Дацко, ФТТ **44**, 289 (2002).
15. А. Е. Смирнов, А. А. Урусовская, ФТТ **29**, 852 (1987).
16. Yu. I. Golovin, R. B. Morgunov, D. V. Lopatin, and A. A. Baskakov, Phys. Stat. Sol. (a) **160**, 3 (1997).
17. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, Письма в ЖЭТФ **58**, 189 (1993).
18. Р. Б. Моргунов, А. А. Баскаков, ФТТ **43**, 1632 (2001).
19. Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, С. А. Ерофеева, В. П. Кисель, Письма в ЖЭТФ **70**, 298 (1999).
20. E. V. Darinskaya, E. A. Petrzhik, Yu. M. Ivanov, S. A. Erofeeva, and M. R. Raikhman, Phys. Stat. Sol. (c) **2**, 1873 (2005).
21. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, А. А. Баскаков, М. В. Бадылевич, С. З. Шмурак, Письма в ЖЭТФ **69**, 114 (1999).
22. А. А. Скворцов, А. М. Орлов, Л. И. Гончар, ЖЭТФ **120**, 134 (2001).
23. В. А. Макара, Л. П. Стешенко, Н. Я. Горидько, В. М. Кравченко, А. Н. Коломиец, ФТТ **43**, 462 (2001).
24. М. В. Бадылевич, Ю. Л. Иунин, В. В. Кведер, В. И. Орлов, Ю. А. Осипьян, ЖЭТФ **124**, 664 (2003).
25. M. V. Badylevich, V. V. Kveder, V. I. Orlov, and Yu. A. Osip'yau, Phys. Stat. Sol. (c) **2**, 1869 (2005).
26. S. A. Erofeeva, Phil. Mag. **70**, 943 (1994).
27. В. Б. Парийский, А. И. Ландау, В. И. Старцев, ФТТ **5**, 1377 (1963).
28. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, ФТТ **43**, 1635 (2001).
29. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, Атомиздат, Москва (1972).
30. Б. В. Петухов, ФММ **56**, 1177 (1983).