

07

Резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl в схеме ЭПР в магнитном поле Земли с импульсной накачкой

© В.И. Альшиц¹, Е.В. Даринская¹, В.А. Морозов², В.М. Кац², А.А. Лукин²

¹ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 20 мая 2013 г.)

Обнаружены и исследованы резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl(Ca) при совместном действии магнитного поля Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ ($\sim 66 \mu\text{T}$) и импульсного поля накачки $\tilde{\mathbf{B}}$ достаточной амплитуды \tilde{B}_m и определенной длительности τ . Измеренные пики дислокационных пробегов $l(\tau)$ имеют максимум при $\tau = \tau_r \approx 0.53 \mu\text{s}$. Критерием резонанса оказалось обычное условие ЭПР, в котором g -фактор близок к 2 и вместо частоты ν_r гармонического поля накачки фигурирует оптимальная обратная длительность импульса τ_r^{-1} . Наибольшая высота пика $l(\tau)$ достигается при взаимно ортогональных ориентациях дислокаций (\mathbf{L}) и магнитных полей $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$. Поворот импульсного поля в позицию $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ значительно снижает, но не „убивает“ эффект. А для дислокаций, параллельных полю Земли ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$), резонанс практически исчезает даже при $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$. В оптимальной геометрии опытов при уменьшении амплитуды \tilde{B}_m поля накачки от 17.6 до 10 μT высота пика пробегов $l_r = l(\tau_r)$ убывает всего на 7.5%, оставаясь на уровне $l_r \sim 10^2 \mu\text{m}$, а при дальнейшем снижении \tilde{B}_m до 4 μT — быстро падает до фоновых значений. При этом относительная плотность подвижных дислокаций аналогичным образом убывает от ~ 90 до 40%. Обсуждаются возможные физические механизмы наблюдаемого эффекта.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 10-02-01099 и 13-02-00341) и Президиума РАН (Программа фундаментальных исследований № 24).

1. Введение

Открытие магнитоэластического эффекта (МПЭ) в немагнитных кристаллах обычно связывают с работой [1], где впервые было обнаружено и исследовано релаксационное перемещение дислокаций в кристаллах NaCl, помещенных в постоянное магнитное поле. Последующие широкие исследования этого явления (см. обзоры [2–6]) позволили связать его механизм с магнитоиндуцированным изменением структуры примесных стопоров на дислокациях в результате спиновой эволюции радикальных пар в таких центрах к состоянию, снимающему квантовый запрет на определенный электронный переход [7,8].

МПЭ был обнаружен в кристаллах самых разнообразных типов, причем не только в постоянном магнитном поле, но и в резонансном режиме типа ЭПР [9–13], когда кристалл помещается в скрещенные магнитные поля, постоянное (B) и переменное (\tilde{B}) на частоте

$$\nu = g\mu_B B/h, \quad (1)$$

где g -фактор обычно близок к 2, μ_B — магнетон Бора и h — постоянная Планка. Этот резонанс, в частности, наблюдался [9–11] в подвижности дислокаций в кристаллах NaCl на частотах 9.5 GHz ($B \approx 0.3 \text{ T}$) и 152 MHz ($B \approx 5 \text{ mT}$). В последние годы похожий резонанс в тех же и других кристаллах был обнаружен [14–16] и в супернизких магнитных полях, поле Зем-

ли $B_{\text{Earth}} \sim 10^2 \mu\text{T}$ и поле накачки \tilde{B} с амплитудой $\sim 3 \mu\text{T}$ и частотой $\nu \sim 1 \text{ MHz}$.

Здесь следует оговориться, что первое случайное наблюдение подобных резонансных перемещений дислокаций в магнитном поле Земли при импульсной накачке состоялось еще в 1985 г. Оно было описано авторами много лет спустя [17] только после публикации [9], когда им открылся физический смысл этого наблюдения. Как оказалось, при включении установки, подававшей с помощью лазерного или электронного пучка механический импульс на образец NaCl, создавался сопутствующий импульс магнитного поля, длительность которого τ попадала в резонанс ЭПР типа с магнитным полем Земли. При этом интенсивное движение дислокаций сохранялось даже в условиях, когда механическая составляющая импульса до кристалла не доходила. Поводом для статьи [17] стало осознание того, что условие ЭПР (1) удовлетворяется при замене $\nu \rightarrow \tau^{-1}$, $B \rightarrow B_{\text{Earth}}$.

Так или иначе, но именно это наблюдение в 1985 г. загадочных дислокационных перемещений под действием импульса магнитного поля сверхнизкой амплитуды, а также результаты дополнительных проверочных экспериментов в 1986 г. стимулировали работу [1] и последовавший „бум“ исследований МПЭ.

Предсказанный в [17] дислокационный ЭПР в магнитном поле Земли с гармоническим полем накачки уже был экспериментально обнаружен в упомянутых работах [14–16]. Целью настоящей работы является воспро-

изведение и первое систематическое изучение импульсного дислокационного ЭПР в тех же кристаллах NaCl, которые использовались в экспериментах 1985 г. На этот раз магнитный импульс накачки не будет случайным. Форму импульса мы сделаем близкой к прямоугольной, а его амплитуда и длительность будут регулироваться и варьироваться от опыта к опыту.

2. Методические аспекты

2.1. Создание импульсного магнитного поля. Для проведения измерений использовалась установка, блок-схема которой показана на рис. 1. Образец помещался в соленоид, на который от генератора подавался импульс напряжения $U_{\text{gen}}(t)$ прямоугольной формы и регулируемой длительности и амплитуды. В электрическую цепь последовательно с соленоидом включалось сопротивление $R = 4300 \Omega$, величина которого подобрана так, чтобы форма импульса тока, проходящего от генератора через соленоид, не искажалась последним. Критерием этого является совпадение формы и амплитуды импульса $U_{\text{gen}}(t)$, контролируемых с помощью цифрового осциллографа TDS 2012, с параметрами импульса напряжения $U_R(t)$ на сопротивлении R .

Соленоид представляет собой катушку из изолированного медного провода диаметром 1 мм, намотанного на цилиндр из диэлектрического материала. Внутри цилиндра вырезана полость, в которой помещаются образец и измеритель магнитного поля соленоида, выполненный в виде круглого проводящего кольца диаметром 10 мм, замкнутого на сопротивление 50Ω . Приведем параметры соленоида: индуктивность $L = 7 \cdot 10^{-5} \text{ H}$; число витков $N = 106$; длина соленоида $l_s = 0.123 \text{ m}$; число витков на единицу длины соленоида $n = N/l_s = 862 \text{ m}^{-1}$; диаметр витка соленоида $d = 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ m}$.

Индукция магнитного поля соленоида вычисляется по формуле $\vec{B} = \mu_0 n i$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ — магнитная проницаемость вакуума, $i = U_R/R$ — ток через соленоид. Как уже говорилось, величина U_R с высокой точностью (относительная погрешность $\sim 10^{-7}$) совпадает с напряжением U_{gen} на генераторе. Амплитуда U_{gen}

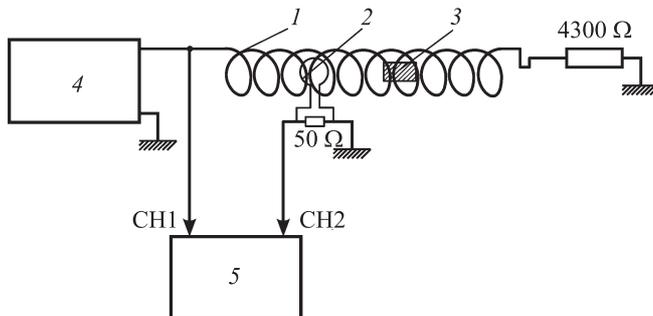


Рис. 1. Блок-схема опытов: 1 — соленоид; 2 — измеритель индукции магнитного поля соленоида; 3 — образец; 4 — генератор импульсов Г5-63; 5 — осциллограф TDS 2012.

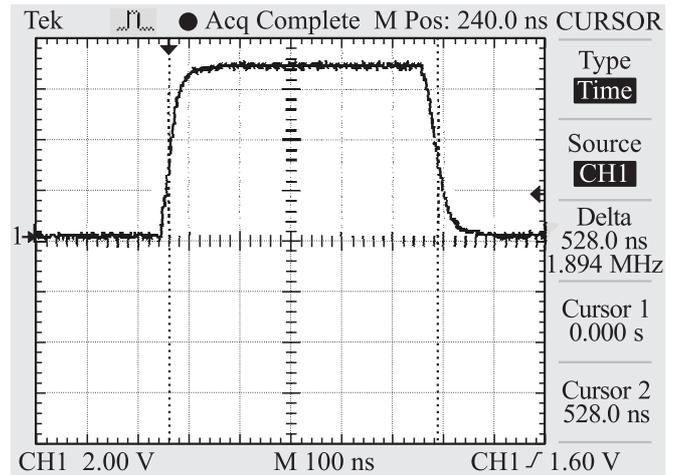


Рис. 2. Осциллограмма импульса напряжения генератора; масштаб по оси времени 100 ns/div, по оси амплитуд — 20 V/div.

регулировалась в пределах (0–70) V. Таким образом, максимальная амплитуда импульса магнитного поля накачки \vec{B} в наших экспериментах составляла

$$\vec{B}_m = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 862 \cdot 70/4300 = 17.6 \mu\text{T}. \quad (2)$$

Генератор был настроен на однократный запуск, чтобы на образец воздействовал одиночный импульс. На рис. 2 показана осциллограмма импульса напряжения генератора. Длительность фронта этого импульса, возможно, преувеличена („завалена“) по сравнению с фронтом реального импульса из-за узкой частотной полосы пропускания регистрирующего осциллографа. Везде в этой статье под длительностью импульса будет пониматься его ширина τ на полувысоте.

В большинстве экспериментов соленоид (с помощью поворотного устройства) устанавливался так, чтобы расположенный в нем кристалл ориентировался одной гранью ортогонально вектору полного магнитного поля Земли \vec{B}_{Earth} , другой — перпендикулярно вектору магнитного поля соленоида \vec{B} (рис. 3, a). При этом исследуемые краевые дислокации были перпендикулярны обоим названным векторам. Иными словами, в этих экспериментах ориентации дислокаций и обоих магнитных полей были взаимно ортогональны друг другу. Впрочем, в такой установке полей и образца была возможность следить и за подвижностью дислокаций параллельных магнитному полю Земли. Кроме того, проводились опыты, когда векторы магнитных полей Земли и соленоида были параллельны, а направление дислокаций им перпендикулярно (рис. 3, b).

2.2. Измерение геомагнитного поля. В месте постановки образца были измерены горизонтальная ($B_{\text{Earth}}^{\text{hor}}$) и вертикальная ($B_{\text{Earth}}^{\text{ver}}$) компоненты магнитного поля Земли \vec{B}_{Earth} с помощью феррозондового магнито-

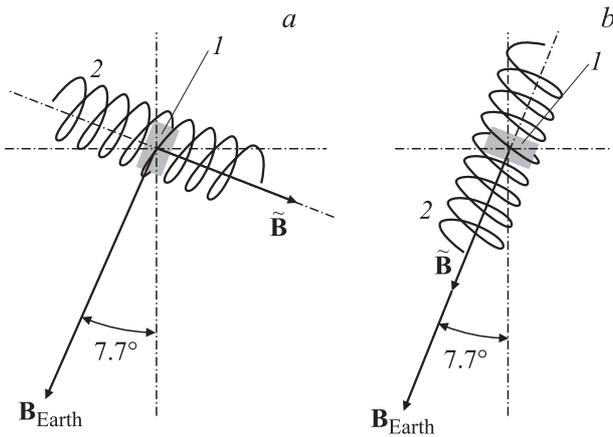


Рис. 3. Схема расположения образца 1 в соленоиде 2 по отношению к вектору магнитного поля Земли V_{Earth} : *a* — $\vec{V} \perp V_{Earth}$; *b* — $\vec{V} \parallel V_{Earth}$.

метра ПРОМ-2М. Их средние значения составили

$$V_{Earth}^{hor} \approx 8.8 \mu T, \quad V_{Earth}^{ver} \approx 65.5 \mu T. \quad (3)$$

Отсюда могут быть найдены полная индукция V_{Earth} магнитного поля Земли и угол α , составляемый вектором V_{Earth} с вертикалью (рис. 3)

$$V_{Earth} \approx 66.1 \mu T, \quad \alpha \approx 7.7^\circ. \quad (4)$$

2.3. Подготовка образцов и измерение дислокационных пробегов. Исследовались кристаллы NaCl, выращенные методом Стокбаргера в Институте физики и оптики (Будапешт, Венгрия). Преобладающей примесью был кальций с концентрацией 0.5 ppm. Образцы выкальчивались по плоскостям спайности {100} в виде параллелепипедов с примерными размерами $3 \times 3 \times 5$ mm. Затем они подвергались специальному отжигу и химической полировке.

Перед экспериментом в подготовленных образцах уже присутствовали „состаренные“ дислокации с плотностью $\rho_{old} \sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$. Эти дислокации задавали неподвижный рельеф внутренних напряжений. Их позиции определялись с помощью химического травления. Затем в образец легким ударом вводились свежие дислокации с плотностью $\rho_{fr} \sim \rho_{old} \sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$. В результате магнитных воздействий на кристалл перемещались только свежие дислокации, которые не подвергались отжигу и находились в неотрелаксированных позициях на склонах рельефа дальнодействующих напряжений от всего дислокационного ансамбля. Их позиции до и после экспозиции образца фиксировались с помощью травления поверхности. По расстояниям между соответствующими ямками травления строились гистограммы дислокационных пробегов и находился средний пробег l .

Полной релаксации отвечает средний пробег l дислокаций порядка расстояния $1/\sqrt{\rho}$ между дислокациями, где $\rho = \rho_{old} + \rho_{fr}$. Поэтому при характеристике

релаксации удобно также использовать безразмерный пробег $l\sqrt{\rho}$. Еще одним количественным параметром наблюдаемой релаксации является относительная плотность подвижных дислокаций ρ_m/ρ_{fr} .

По литературным данным и по нашему опыту работы с кристаллами NaCl большая часть дислокаций при использованном методе их введения являются прямолинейными и ориентированы вдоль направлений $\langle 100 \rangle$, т.е. параллельны ребрам наших образцов *a*, *b* и *c*. В экспериментах мы следили за перемещениями только краевых дислокаций, которые двигаются в плоскостях скольжения {110} (рис. 4).

При таких измерениях неизбежно возникает и фоновый пробег, не связанный с изучаемыми процессами. Он обусловлен небольшими релаксационными перемещениями дислокаций при вытравливании приповерхностных стопоров, а также при манипуляциях с образцом в процессе его постановки в соленоид, извлечения оттуда и т.д. Эти паразитные эффекты невелики, а отвечающий им фоновый пробег составляет величину $l_0 \sim 20 \mu m$.

3. Результаты измерений

3.1. Пики дислокационных пробегов. В первой серии опытов мы работали в геометрии, когда направления магнитных полей были перпендикулярны друг другу $V_{Earth} \perp \vec{V}$ (рис. 3, *a*), и следили за дислокациями $L \parallel a$ (рис. 4), ортогональными обоим полям. Амплитуда импульса накачки выбиралась неизменной: $\vec{B}_m = 17.6 \mu T$, а его длительность варьировалась в интервале $\tau = (0.50-0.57) \mu s$. Результаты этих измерений показаны на рисунках 5, *a* и 5, *b* для абсолютных и относительных пробегов дислокаций соответственно. Кривые 1

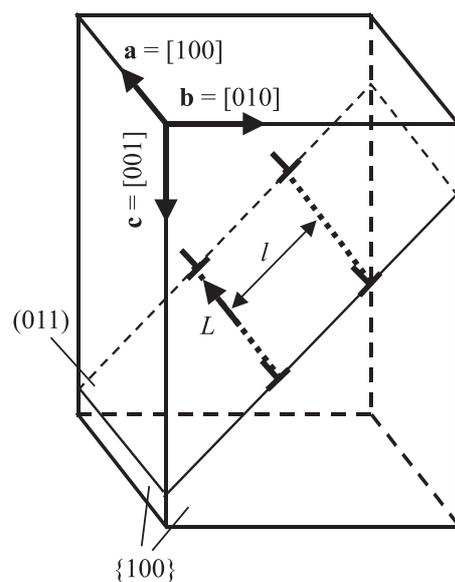


Рис. 4. Кристаллографическая ориентация образца и перемещение l краевой дислокации $L \parallel a$ в плоскости скольжения (011).

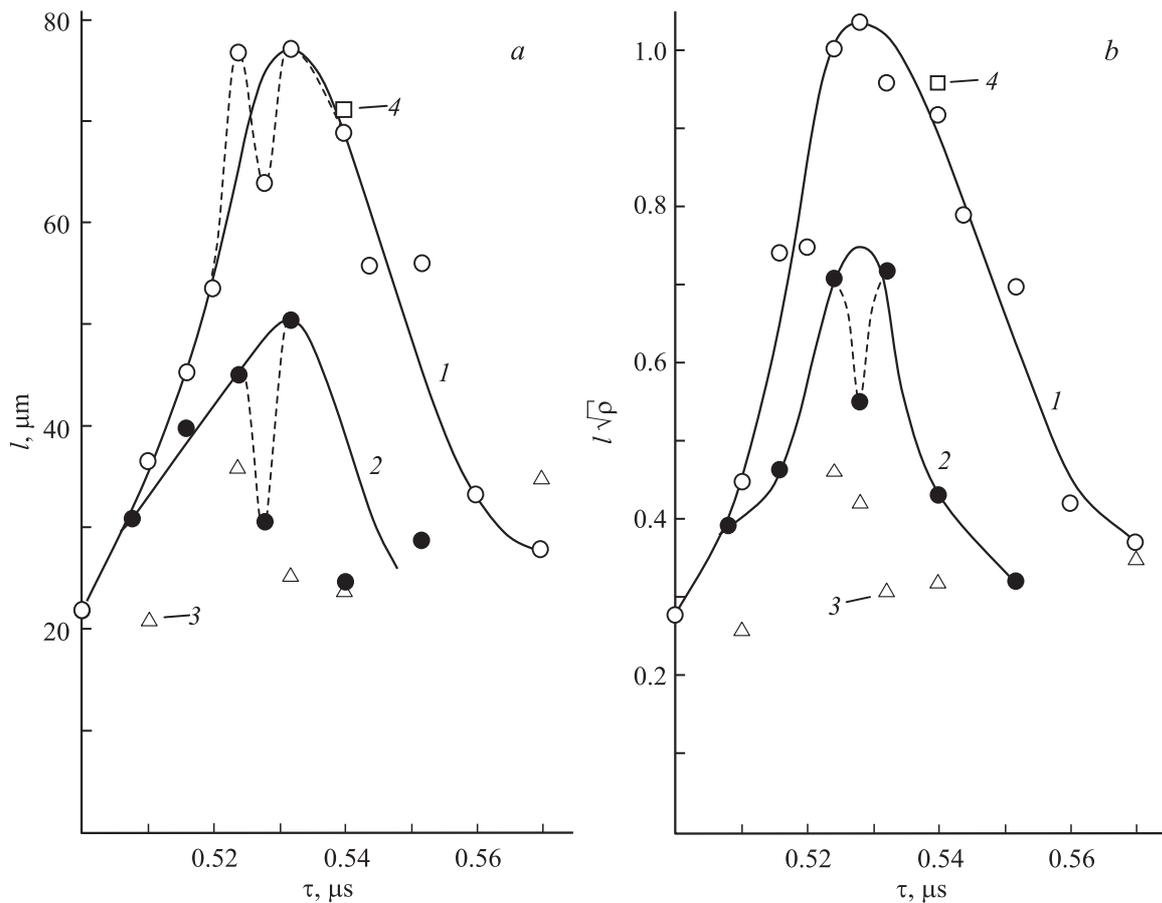


Рис. 5. Резонансные пики дислокационных пробегов l (а) и их относительных значений $l\sqrt{\rho}$ (b) в зависимости от длительности τ импульсного поля \vec{B} в соленоиде. Кривые 1 и 2 соответствуют дислокациям L , перпендикулярным обоим магнитным полям \vec{B} и $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$: 1 — $\vec{B} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и 2 — $\vec{B} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$; точки 3 отвечают геометрии $L \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}} \perp \vec{B}$, а точки 4 — той же геометрии, что и точки 1, в контрольном опыте с поверхностью образца покрытой лаком.

на обоих рисунках демонстрируют ярко выраженные резонансные пики в центральной части диапазона длительностей τ . При $\tau_r \approx 0.53 \mu\text{s}$ максимальный средний пробег l_r дислокаций достигает почти $80 \mu\text{m}$ (рис. 5, а). Как видно из рис. 5, b, в относительных единицах $l\sqrt{\rho}$ этот максимум превышает единицу, что свидетельствует о существенной релаксации дислокационной структуры.

При том же положении соленоида, отвечающем ортогональности полей $\vec{B} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$, дислокации $L \parallel c$ (рис. 5), параллельные магнитному полю Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$, не дают столь яркого резонанса. Их пробеги 3 невелики (рис. 5), а превышение этих пробегов над уровнем фона, возможно, отражает вклад непрямолинейных дислокационных петель.

При повороте соленоида в позицию (рис. 3, b), когда магнитные поля параллельны друг другу $\vec{B} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$, пробеги а- и б-дислокаций, ортогональных этим полям, вновь формируют резонансные пики (кривые 2 на рис. 5, а и 5, b). Однако за вычетом фона они почти в половину ниже исходных пиков 1 на том же рисунке. Это примерно повторяет соотношение между пробегами аналогичных дислокаций при резонансной об-

работке (5 min) тех же венгерских кристаллов NaCl(Ca) в геомагнитном поле $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ с гармоническим полем накачки ($\vec{B}_m = 2.5 \mu\text{T}$) при ориентациях $\vec{B} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и $\vec{B} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ [16].

Положения всех четырех пиков на рис. 5 отвечают примерно одинаковой резонансной длительности импульса $\tau_r \approx 0.53 \mu\text{s}$, которая соответствует g -фактору ЭПР

$$g = \frac{h}{\tau_r \mu_B B_{\text{Earth}}} \approx 2. \quad (5)$$

Впрочем, обращает на себя внимание тот факт, что на трех из них, как будто, проявляется дополнительный максимум при $\tau_r = 0.524 \mu\text{s}$. Такая двугорбая форма резонансного пика, если она подтвердится в последующих исследованиях, возможно, содержит информацию о структуре и свойствах магниточувствительных стопоров на дислокациях.

3.2. Зависимость резонанса от амплитуды поля накачки. Как и ожидалось от резонанса типа ЭПР, амплитуда магнитного импульса накачки влияет не на положение пика пробегов, а на его высоту. На рис. 6, а показана зависимость этой высоты $l_r = l(\tau_r)$

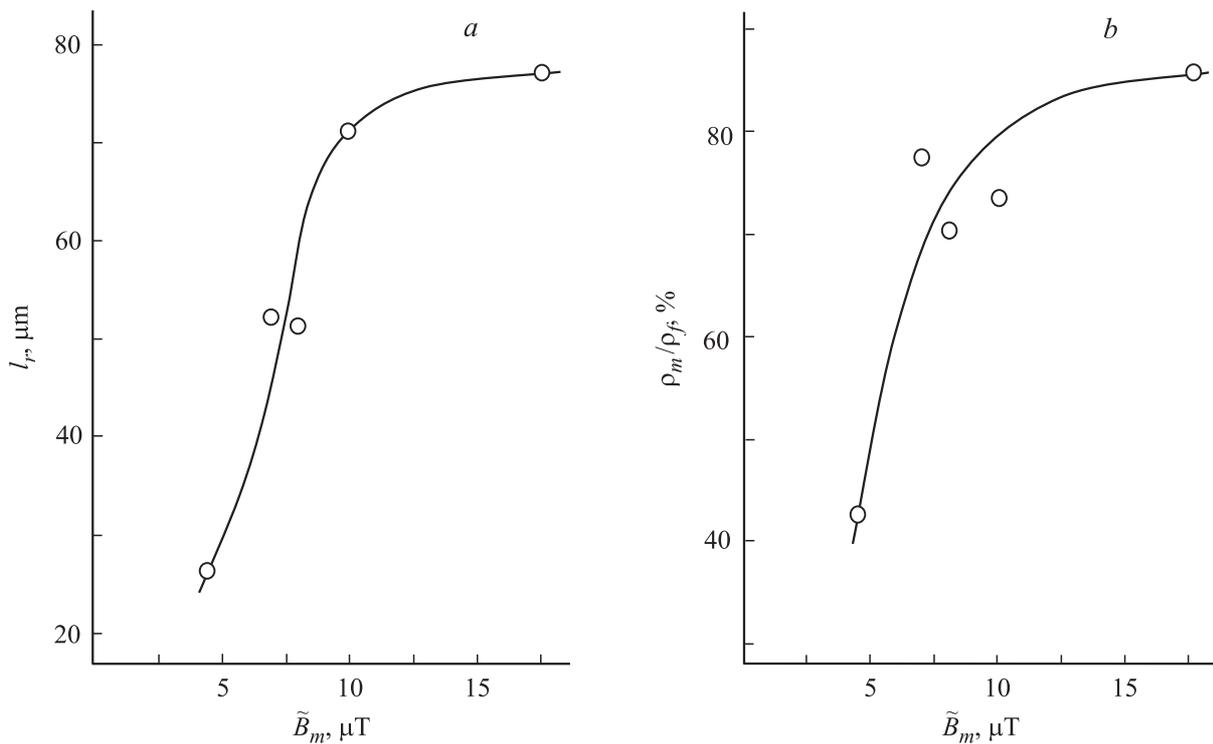


Рис. 6. Зависимости высоты пика пробегов l_r (a) и относительной плотности подвижных дислокаций ρ_m/ρ_{fr} (b), измеренные при $\tau = 0.524 \mu\text{s}$, от амплитуды \tilde{B}_m поля накачки для дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ ортогональных обоим магнитным полям $\mathbf{V}_{\text{Earth}} \perp \tilde{\mathbf{B}}$.

от амплитуды \tilde{B}_m импульса накачки. По мере понижения величины \tilde{B}_m от максимального значения 17.6 до $\sim 10 \mu\text{T}$ высота пика пробегов l_r медленно опускается всего на 7.5%, а при дальнейшем уменьшении \tilde{B}_m падение становится значительно более быстрым: эффект резонансной самоорганизации положений свежевведенных дислокаций резко ослабляется и при $\tilde{B}_m = 4 \mu\text{T}$ практически исчезает.

Это проявляется не только в дислокационных пробегах, но и в относительной плотности подвижных дислокаций (рис. 6, b). Впрочем, последняя зависимость, как и следовало ожидать, оказывается более сглаженной: для нее понижение амплитуды поля накачки до $10 \mu\text{T}$ приводит к более заметному падению $\sim 14\%$ (рис. 6, b).

Есть основания полагать, что максимальный пробог $l_r \sqrt{\rho} = 1.05$, зафиксированный на рис. 5, b при $B_m = 17.6 \mu\text{T}$, еще не является уровнем насыщения, отвечающим полной релаксации дислокационной структуры в наших кристаллах. Судя по данным аналогичных резонансных экспериментов [16] в поле Земли с гармонической накачкой, в тех же кристаллах этот уровень превышает значение $l_r \sqrt{\rho} = 1.4$.

Об этом же свидетельствуют контрольные эксперименты с повторной экспозицией образцов. Некоторые дислокации, примерно 20–25%, сместившись в первый раз, продолжали свой путь после второй экспозиции. В этом случае второй релаксационный пробог был короче первого, а их сумма несколько превышала средний

пробог дислокаций, бежавших только один раз после первой или после второй экспозиции.

4. Обсуждение результатов

Обнаруженный импульсный резонанс МПЭ имеет очень высокую интенсивность. Экспозиция кристалла в течение $\tau_r \sim 0.5 \mu\text{s}$ при $\tilde{B}_m = 17.6 \mu\text{T}$ приводит к перемещению почти всех свежих дислокаций на значительные расстояния (в среднем $l_r \sim 10^2 \mu\text{m}$). В том же кристалле в условиях аналогичного ЭПР в магнитном поле Земли при гармонической накачке ($\tilde{B}_m = 2.5 \mu\text{T}$) на это требуется 5 min экспозиции [16]. Чтобы понять причины такой разницы во временах дислокационной релаксации в этих двух случаях, обратимся сначала к кинематическим свойствам обычного „медленного“ МПЭ в ЦГК.

4.1. Кинематика „медленного“ МПЭ. В кристаллах ЦГК основными упрочняющими примесями являются двухвалентные металлы. В нашем случае мы имеем NaCl с примесью Ca. Эта примесь входит в кристалл в виде ионов Ca^{2+} , замещающих Na^+ . Для электронейтральности рядом с такой примесью оказывается катионная вакансия V_{Na}^- , т.е. образуется диполь $\text{Ca}^{2+}V_{\text{Na}}^-$. Однако ион Ca^{2+} диамагнитен.

Ситуация изменяется [6,14], когда этот диполь оказывается вблизи ядра дислокации. При этом с края экстра-плоскости выдавливается ион Na^+ на место ва-

кансии в диполе, а для электронейтральности ион Ca^{2+} захватывает электрон с ближайшего аниона Cl^- в ядре. В результате образуется магнитоактивная пара Ca^+Cl^0 , которая и является „агентом“ магнитопластичности. Из-за отталкивания дислокации от примесных комплексов лишь немногие из них попадают в ближнюю окрестность ядра. Поэтому число таких агентов на дислокации невелико — по оценкам доли процента. Это объясняет, почему даже сильно деформированный кристалл NaCl(Ca) не дает обычного ЭПР сигнала [18].

Движение дислокации в этих условиях происходит в режиме „анзиппинга“: последовательного „расстегиивания“. Активные центры в магнитном поле переходят (путем эволюции или резонансным образом) в спиновое состояние, снимающее квантовый запрет на определенный электронный переход, который, в свою очередь, запускает локальную химическую реакцию с образованием нового центра с другой силой пиннинга. После трансформации дислокация отрывается от этого центра под действием внутренних напряжений и перемещается вперед, прижимаясь на концах сегмента к следующей паре стопоров. Там тоже происходит активация кальция ($\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$) и т.д.

При этом медленность движения усугубляется его эстафетным характером [2]. Перемещаясь, дислокации понижают напряжения на старте, но повышают его на финише, приводя тем самым в движение другие дислокации, которые поначалу не двигались. В каждый момент времени движутся лишь несколько сегментов на части дислокаций, квазистатически перемещающихся в почти неизменном рельефе внутренних напряжений.

4.2. Электростимуляция МПЭ. Время, требуемое на одно открепление, по грубым оценкам составляет $10^{-7} - 10^{-5}$ с. Именно из-за последовательного характера откреплений средняя скорость дислокаций в кристаллах NaCl в постоянном магнитном поле ~ 0.5 Т или в режиме ЭПР с гармонической накачкой обычно не превышает $0.1 - 0.3 \mu\text{m/s}$ [2,4-6,16]. В рамках рассматриваемой кинематической схемы единственный резерв повышения скорости дислокаций в магнитном поле сводится к увеличению числа магнитоактивных примесей Ca^+ на линии дислокации. Недавно обнаружилось, что такой резерв можно „мобилизовать“ почти полностью, прилагая к кристаллу электрическое поле одновременно с магнитным [6,19-21]. Оказалось, что даже весьма слабое электрическое поле $E \sim 3 - 5 \text{ kV/m}$, добавленное к магнитному полю, увеличивает среднюю скорость дислокаций в кристалле NaCl(Ca), изучавшемся в этой работе, на два-три порядка.

В работе [21] было, в частности, показано, что даже очень слабые вихревые поля могут серьезно усиливать МПЭ. Несколькими щелчками тумблера электромагнита, только включая и выключая поле, в том же венгерском кристалле NaCl(Ca) удавалось переместить дислокации на расстояния до $100 \mu\text{m}$. В этом свете проясняется [6] высокая эффективность импульсных магнитных воздействий на подвижность дислокаций в

ЩГК [22-24]. Кстати, по оценкам наибольшая скорость изменения магнитного поля в нашем эксперименте была такого же порядка, как в работе [22]: $\dot{B}_{\text{max}} \sim 10^4 \text{ T/s}$.

Важную роль при этом может играть поверхностная электромиграция. Такие эффекты наблюдались в [21] и при необходимости исключались покрытием кристалла лаком. Контрольный эксперимент, выполненный нами на образце, покрытом лаком, ничего не изменил (см. точки 4 на рис. 5). Это значит, что мы имеем дело с объемными эффектами.

4.3. Гипотеза о „взрывной“ релаксации. По-видимому, при включении импульса сопутствующее ему вихревое электрическое поле „мгновенно“ активизирует значительное число примесных центров на дислокациях в магнитоактивное состояние. В результате дислокации открепляются без всякого анзиппинга и за полмикросекунды в таком режиме могли бы пробежать несколько микрон. Но из рис. 5 и 6 видно, что средний пробег подвижных дислокаций в условиях резонанса был под сотню микрон, причем в движении принимали участие $\sim 90\%$ свежевведенных дислокаций. Это значит, что столь резкое одновременное согласованное изменение позиций почти всех дислокаций оказывается достаточным, чтобы система потеряла устойчивость и закончила релаксацию, возможно, уже после выключения импульса. Кстати, в эту ключевую флуктуацию часть дислокаций вносит, отнюдь не малый вклад. Согласно [25], 15-20% свежих дислокаций находятся в неустойчивых позициях и при малом „толчке“ способны убежать (практически мгновенно) на расстояния $\sim 1/\sqrt{\rho}$.

Но главное в том, что, в отличие от нарисованной выше квазистатической картины, теперь не дислокация движется вниз по склону горы, а сами горы перемещаются друг относительно друга, изменяя свои очертания. Таким образом, судя по всему, мы имеем дело с когерентной самоорганизацией дислокационной структуры в результате сильного импульсного возмущения. Похожая сильная неравновесность деформации бывает в кристаллах, подвергнутых воздействию коротких ($< 0.5 \mu\text{s}$) механических импульсов достаточно высокой амплитуды с крутым (наносекундным) фронтом нарастания [26,27]. В нашем случае тоже найден порог эффекта — по амплитуде \dot{B}_m импульса накачки (рис. 6).

Мы пока не можем полностью исключить возможность магнитной трансформации в скрещенных полях части дефектов в объеме кристалла, не лежащих на дислокациях. Это бы облегчило упомянутую когерентную самоорганизацию системы. Однако такое предположение все-таки находится в определенном противоречии с накопленными экспериментальными знаниями [4-6]. Во-первых, эффекты магнитной „памяти“ в ЩГК ранее наблюдались только в закаленных кристаллах, а мы имели дело, наоборот, с хорошо отоженными образцами. Во-вторых, релаксация дислокаций в кристаллах с трансформированной примесной системой обычно является исключительно медленной с характерными временами $\sim 10^3$ с и совсем не похожа на то, что мы

наблюдаем. В наших опытах к моменту последнего травления образца, т.е. через несколько секунд после экспозиции релаксация практически уже закончена.

Резюмируя, можно так сформулировать предполагаемую суть обсуждаемого явления. Наблюдаемая взрывная релаксация дислокационной структуры, по-видимому, происходит в три стадии: 1) магнитоактивация примесных центров пиннинга ($\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$) под действием вихревого электрического поля, возникающего при включении импульса $\vec{B}(t)$; 2) резонансное преобразование структуры этих центров в скрещенных магнитных полях; 3) открепление дислокаций и их самоорганизация.

Авторы выражают искреннюю признательность М.В. Колдаевой и Е.А. Петржик за полезные обсуждения результатов и ценные замечания.

Список литературы

- [1] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Т.М. Перекалина, А.А. Урусовская. ФТТ **29**, 2, 467 (1987).
- [2] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петржик. Кристаллография **48**, 5, 826 (2003).
- [3] А.А. Урусовская, В.И. Альшиц, А.Е. Смирнов, Н.Н. Беккавер. Кристаллография **48**, 5, 855 (2003).
- [4] Ю.И. Головин. ФТТ **46**, 5, 769 (2004).
- [5] Р.Б. Моргунов. УФН **174**, 2, 131 (2004).
- [6] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, M.V. Koldaeva, E.A. Petrzhik. In: Dislocations in Solids. V. 14 / Ed. J.P. Hirth. Elsevier, Amsterdam (2008). P. 333.
- [7] Я.Б. Зельдович, А.Л. Бучаченко, Е.Л. Франкевич. УФН **155**, 1, 3 (1988).
- [8] А.Л. Бучаченко. Успехи Химии **68**, 99 (1999).
- [9] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, С.Е. Жуликов, А.А. Дмитриевский. Письма в ЖЭТФ **68**, 5, 400 (1998).
- [10] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, А.А. Дмитриевский. ЖЭТФ **117**, 6, 1080 (2000).
- [11] Yu.I. Golovin, R.B. Morgunov, A. Baskakov. Mol. Phys. **100**, 9, 1291 (2002).
- [12] Ю.А. Осипьян, Р.Б. Моргунов, А.А. Баскаков, А.М. Орлов, А.А. Скворцов, Е.Н. Инкина, Й. Танимото. Письма в ЖЭТФ **79**, 158 (2004).
- [13] M.V. Badylevich, V.V. Kveder, V.I. Orlov, Yu.A. Osip'yan. Phys. Status Solidi C **2**, 1869 (2005).
- [14] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, В.А. Морозов, В.М. Кац, А.А. Лукин. Письма в ЖЭТФ **91**, 2, 97 (2010).
- [15] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, В.А. Морозов, В.М. Кац, А.А. Лукин. ФТТ **53**, 2010 (2011).
- [16] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петржик. ФТТ **55**, 2, 318 (2013).
- [17] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.А. Легеньков, В.А. Морозов. ФТТ **41**, 11, 2004 (1999).
- [18] В.А. Закревский, В.А. Пахотин, А.В. Шульдинер. ФТТ **44**, 1990 (2002).
- [19] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петржик. Письма в ЖЭТФ **88**, 500 (2008).
- [20] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, M.V. Koldaeva, E.A. Petrzhik. J. Appl. Phys. **105**, 063 520 (2009).
- [21] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, E.A. Petrzhik. Кристаллография **54**, 1017 (2009).
- [22] Н.В. Загоруйко. Кристаллография **10**, 81 (1965).
- [23] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов, В.А. Киперман, Д.А. Лопатин. ФТТ **39**, 634 (1997).
- [24] О.В. Коплак, П.В. Бовсуновская, Р.Б. Моргунов. ФТТ **55**, 1347 (2013).
- [25] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева. ФТТ **43**, 1635 (2001).
- [26] В.А. Морозов, О.В. Семенюк. Физ. механика **8**, 183 (2004).
- [27] T.A. Khantuleva. Proc. Int. Conf. „Shock waves in condensed matter“. S.-Petersburg (2006). P. 54–57.