

## Парамагнитный резонанс в магнитном поле Земли как причина движения дислокаций в кристаллах NaCl

В. И. Альшиц<sup>1)</sup>, Е. В. Даринская, В. А. Морозов\*, В. М. Кац\*, А. А. Лукин\*

Институт кристаллографии им. Шубникова РАН, 119333 Москва, Россия

\*Петербургский государственный университет, Факультет математики и механики, 198504 С-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 15 декабря 2009 г.

Обнаружены резонансные перемещения дислокаций  $l \sim 100$  мкм в кристаллах NaCl, помещенных в скрещенные магнитные поля: поле Земли  $B_{\text{Earth}}$  и поле  $\tilde{B} \approx 3$  мкТл переменного тока регулируемой частоты  $\nu \sim 10^6$  Гц. Других воздействий на кристаллы не было. Найдены два пика дислокационных пробегов  $l(\nu)$  с максимумами при частотах  $\nu_1 = 1.3$  МГц и  $\nu_2 = 3$  МГц для ориентаций поля  $\tilde{B}$  вдоль вертикальной и горизонтальной компонент поля  $B_{\text{Earth}}$ , соответственно. Эффект объясняется откреплением дислокаций от примесных центров после их структурной трансформации в результате парамагнитного резонанса в системе дислокация – примесь в скрещенных магнитных полях. Дальнейшее движение дислокаций происходит под действием внутренних напряжений в кристаллах. Предложена физическая модель, объясняющая сильную анизотропию эффекта по отношению к взаимным ориентациям дислокационных линий и магнитных полей.

В настоящей работе мы продемонстрируем резонанс дислокационной подвижности в кристаллах NaCl, возникающий в результате ЭПР преобразования центров пиннинга на дислокациях в магнитном поле Земли, скрещенном с переменным полем накачки  $\tilde{B} \approx 3$  мкТл соответствующей частоты  $\nu \sim 1$  МГц. Как будет показано, этот резонанс сильно анизотропен по отношению к взаимной ориентации магнитных полей и дислокаций.

Открепление дислокаций от примесных центров на дислокациях в постоянном магнитном поле было обнаружено [1] в ненагруженных кристаллах NaCl. Затем это явление, получившее название магнито-пластического эффекта (МПЭ), широко изучалось в ряде независимых групп на самых разнообразных немагнитных кристаллах (см. обзоры [2–6]). Его механизм связан со спиновой эволюцией в магнитном поле в парамагнитных центрах на дислокациях и снятием в них спинового запрета на электронные переходы, изменяющие структуру центров и силу закрепления дислокаций, что приводит к их перемещению под действием внутренних напряжений.

Существует целая группа спин-зависимых явлений [7]. В этом смысле МПЭ сродни магнитным эффектам в химической кинетике [8–10], в фотопроводимости полупроводников [11, 12] и т. д. Убедительным аргументом в пользу спиновой природы МПЭ явилось обнаружение его резонансного варианта в кристаллах NaCl [13–15] и Si [16, 17], когда наблюдались пики дислокационных пробегов  $l$  (или напря-

жений старта [17]) в образцах, помещенных в скрещенные магнитные поля – постоянное ( $B$ ) и микроволновое ( $\tilde{B}$ ). Пики  $l(B)$  возникали, когда величина постоянного поля  $B$  и частота  $\omega = 2\pi\nu$  микроволнового поля  $\tilde{B}$  находятся в условиях ЭПР:

$$\hbar\omega = g\mu_B B, \quad (1)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $g$  – фактор Ланде,  $\mu_B$  – магнетон Бора. Пик наблюдался при  $B \perp \tilde{B}$  и исчезал при  $B \parallel \tilde{B}$ . Все это классические признаки ЭПР.

Большая часть резонансных экспериментов была выполнена при стандартной частоте микроволнового поля  $\nu = 9.5$  ГГц, а интересующий нас дислокационный резонанс возникал вблизи поля  $B \approx 0.3$  Тл. Однако резонансный пик пробегов  $l(B)$  сохранялся в NaCl и при понижении частоты почти на два порядка, но с пропорциональным сдвигом положения максимума:  $B \approx 5 \cdot 10^{-3}$  Тл при  $\nu = 152$  МГц [14], что как раз соответствует фактору  $g \approx 2$  в уравнении (1).

Следует отметить, что при таком низком поле  $B$  обычный МПЭ в NaCl не наблюдается, поскольку оно ниже порогового поля  $B_c$  [18], при котором время спиновой эволюции  $\tau_{sp}$  в системе примесь – дислокация сравнивается с временем  $\tau_{sl}^d$  спин-решеточной релаксации в этой системе. Согласно [18, 19], в кристаллах NaCl в зависимости от концентрации примесей  $B_c \sim 0.01$ – $0.2$  Тл. В отличие от обычных парамагнитных центров в объеме кристалла, центры на дислокациях характеризуются весьма медленной спиновой релаксацией. По оценкам [2, 6], основанным на существующих данных по МПЭ в NaCl, в этих кристаллах  $\tau_{sl}^d \sim 10^{-4}$ – $10^{-3}$  с. Учитывая, что критерием

<sup>1)</sup> e-mail: alshits@ns.crys.ras.ru

разрешимости ЭПР является условие  $\omega\tau_{sl}^d \gg 1$ , а в условиях опытов [14]  $\omega\tau_{sl}^d \sim 10^5 - 10^6$ , такой резонанс можно ожидать и при значительно более низких частотах.

Целью постановки настоящего исследования было наблюдение аналогичного пика подвижности дислокаций  $l(\nu)$  в кристаллах NaCl в магнитном поле Земли  $B_{\text{Earth}} \sim 5 \cdot 10^{-5}$  Тл при сопутствующем переменном поле накачки  $\tilde{B}$  в радиочастотном диапазоне  $\nu \sim 1$  МГц. Как мы увидим, такой пик действительно наблюдается, будучи весьма чувствительным к взаимной ориентации магнитных полей и дислокаций.

Все эксперименты были выполнены, на хорошо отожженных кристаллах NaCl с полной концентрацией примесей (преимущественно Са), не превышающей 10ppm. Образцы были выколоты из одного монокристалла NaCl. Примерный размер образцов составлял  $2 \times 3 \times 6$  мм, а их поверхности были ориентированы параллельно плоскостям скола {100} (рис.1). Свежие дислокации вводились в образцы легким уда-

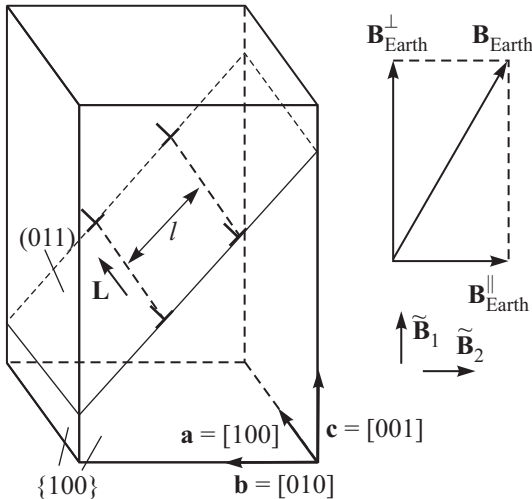


Рис.1. Схематическое изображение образца, краевой дислокации ( $L \parallel \mathbf{a}$ ) и ее перемещения  $l$  в плоскости скола (011), а также ориентаций по отношению к образцу магнитного поля Земли ( $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ ) и осциллирующего поля накачки ( $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \tilde{\mathbf{B}}_1$  или  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \tilde{\mathbf{B}}_2$ )

ром незадолго до эксперимента. Их плотность  $\rho \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$  была сопоставимой с исходной плотностью состаренных дислокаций. Начальное и конечное положения дислокаций фиксировались избирательным химическим травлением граней образца до и после его магнитной “обработки”. Средний пробег  $l$  дислокаций находился из гистограмм, построенных по несколько десятков перемещений.

Изучалось движение краевых дислокаций, направленных ортогонально боковым граням вдоль векторов  $L \parallel \mathbf{a}$  и  $L \parallel \mathbf{b}$  и принадлежащих плоскостям скола

(011) и (101) (рис.1). В процессе магнитной обработки в течение 5 мин образцы были сориентированы так, чтобы магнитное поле Земли  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$  принадлежало боковой поверхности (100), а его вертикальная ( $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^\perp$ ) и горизонтальная ( $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^\parallel$ ) компоненты были направлены вдоль соответствующих ребер образца:  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^\perp \parallel \mathbf{c}$ ,  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^\parallel \parallel \mathbf{b}$  (рис.1).

Поле накачки  $\tilde{B}$  создавалось переменным током в медном стержне, расположенном на расстоянии  $\sim 1$  см от образца. Частота тока регулировалась в диапазоне  $\nu = 0.9 - 3.6$  МГц. Амплитуда магнитного поля накачки составляла  $\tilde{B}_m \approx 2.67$  мкТл. Ориентация стержня и его положение по отношению к образцу выбирались так, чтобы поле накачки было примерно однородным в образце, а его направление было либо  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \tilde{\mathbf{B}}_1 \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^\perp$ , либо  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \tilde{\mathbf{B}}_2 \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^\parallel$  (рис.1). Величины  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^\parallel$  и  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^\perp$  на образцах были измерены по отдельности:

$$B_{\text{Earth}}^\parallel \approx 45 \pm 6 \text{ мкТл}, \quad B_{\text{Earth}}^\perp \approx 108 \pm 6 \text{ мкТл}. \quad (2)$$

Они оказались существенно отличными от средних табличных геофизических данных, что представляется естественным для комнаты, заполненной железо-содержащим оборудованием.

Первым и главным экспериментальным результатом этой работы явилось наблюдение больших перемещений многочисленных дислокаций под действием переменного поля  $\tilde{\mathbf{B}}$ , скрещенного с магнитным полем Земли  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ . Кроме этих чрезвычайно низких полей, в наших экспериментах не было никаких других внешних воздействий на образцы.

Мы начали с измерения зависимости среднего дислокационного пробега  $l$  от частоты  $\nu$  вертикально направленного поля накачки  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \tilde{\mathbf{B}}_1 \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^\perp$  с амплитудой  $\tilde{B}_m \approx 2.67$  мкТл, действовавшего на образцы в течение  $t = 5$  мин. Как видно из рис.2, дислокации с ориентацией  $L \parallel \mathbf{a}$  демонстрируют резонанс в виде достаточно острого пика пробега  $l(\nu)$  (см. точки 1) с максимумом при частоте  $\nu_1 \approx 1.3$  МГц. Как оказалось, дислокации  $L \parallel \mathbf{b}$  значительно менее чувствительны к тому же самому воздействию в том же эксперименте: их пробеги (точки 2) формируют пологий пик малой амплитуды.

В рамках этой серии опытов был также выполнен проверочный эксперимент на частоте  $\nu = 1.3$  МГц, когда образец помещался в те же поля в железной коробочке, что должно было “сбить” резонанс. Как и ожидалось, средний пробег  $l$  дислокаций  $L \parallel \mathbf{a}$  в этом образце (точка 5) оказался на уровне фона. Напомним, что фоновые пробеги возникают при травлении образца, благодаря освобождению дислокаций от приповерхностных стопоров [20].

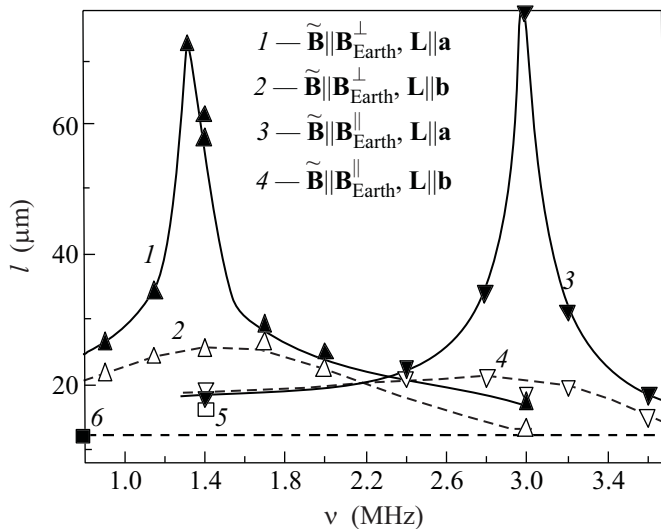


Рис.2. Два ЭПР пика дислокационных пробегов  $l(\nu)$  в кристаллах NaCl, выдержанных в течении 5 мин в скрещенных магнитных полях: поле Земли  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$  и гармоническом поле накачки  $\tilde{\mathbf{B}}(\nu) \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\perp}$  (1, 2, 5) или  $\tilde{\mathbf{B}}(\nu) \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\parallel}$  (3, 4) для дислокаций  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$  (1, 3, 5) и  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$  (2, 4); 5 – случай 1 для экранированного образца; 6 – фоновый пробег травления

В следующей серии экспериментов поле накачки  $\tilde{\mathbf{B}}$  выбиралось не вертикальным, а горизонтальным:  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\parallel}$  (рис.1). Как видно из рис.2, и в этом случае дислокации типа  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$  оказываются очень чувствительными к воздействию на кристалл скрещенных магнитных полей. Но формируемый ими пик пробегов  $l(\nu)$  (см. точки 3) оказывается сильно сдвинутым вправо с координатой максимума  $\nu_2 \approx 3$  МГц. А пробег дислокаций типа  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$  (точки 4) оказываются еще ближе к уровню фона, чем в первом случае (точки 2).

Частоты  $\nu_{1,2}$  двух пиков  $l(\nu)$  на рис.2 для разных ориентаций поля накачки  $\tilde{\mathbf{B}}$ , как нетрудно проверить, с хорошей точностью описываются выражениями

$$\nu_1 \approx g\mu_B B_{\text{Earth}}^{\parallel} / h, \quad \nu_2 \approx g\mu_B B_{\text{Earth}}^{\perp} / h, \quad (3)$$

где  $h = 2\pi\hbar$  и  $g = 2$ . Наблюдаемая сильная анизотропия резонанса, проявляющаяся в радикальном различии между четырьмя кривыми 1–4 на рис.2, по-видимому, обусловлена спецификой магнитных свойств центров пиннинга, находящихся в ядре дислокации. Ниже мы предлагаем простую физическую модель, позволяющую понять причины различия между кривыми 1–4 и даже получить выражения (3).

Хорошо известно, что двухвалентная примесь типа Ca входит в кристалл NaCl в виде иона  $\text{Ca}^{2+}$ , за-

мещающего ион  $\text{Na}^+$ . Для электронейтральности ему сопутствует катионная вакансия  $V_{\text{Na}}^-$ , образующая с примесным ионом диполь  $\text{Ca}^{2+}V_{\text{Na}}^-$ , который диамагнитен. Поэтому в кристаллах NaCl даже с большой концентрацией Ca нормальный ЭПР (когда измеряется поглощение поля накачки) не наблюдается [21]. Зато, как сказано выше, уверенно наблюдается ЭПР в дислокационной подвижности в тех же кристаллах [13–15]. Вдобавок, нерезонансный МПЭ в кристаллах NaCl(Ca) чувствителен к концентрации  $C$  примеси Ca:  $l \propto 1/\sqrt{C}$  [2, 6]. Это, по-видимому, означает, что диполи  $\text{Ca}^{2+}V_{\text{Na}}^-$  изменяют свою конфигурацию в экстремальных условиях ядра дислокации [6, 22]. Действительно, вблизи от дислокации вакансии из диполя должна стремиться к перескоку в ее ядро (точнее, ближайший к ней ион  $\text{Na}^+$  на краю экстраплоскости в области аномального сжатия выдавливается на свободное место, занимаемое вакансией). Одновременно для сохранения электронейтральности ион  $\text{Ca}^{2+}$  должен получить электрон с ближайшего к нему иона  $\text{Cl}^-$ , расположенного на краю экстраплоскости рядом с новой позицией вакансии  $V_{\text{Na}}^-$  (рис.3). В

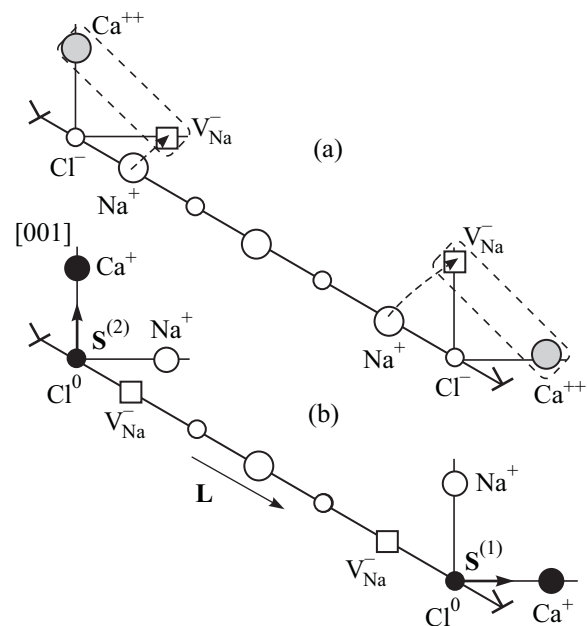


Рис.3. Схема трансформации примесного диполя  $\text{Ca}^{2+}V_{\text{Na}}^-$  (a) в магнитоактивный комплекс  $\text{Ca}^+\text{Cl}^0$  (b) в ядре краевой дислокации в кристалле NaCl

результате образуется магнитоактивный пиннинг – центр  $\text{Ca}^+\text{Cl}^0$ , содержащий радикальную спиновую пару, способную к преобразованию ее спинового состояния в магнитном поле [23].

Как видно из рис.3b, такие гантелеподобные центры  $\text{Ca}^+\text{Cl}^0$  могут быть двух возможных конфигураций с ионами  $\text{Ca}^+$ , расположенными выше или ниже

плоскости скольжения  $\{110\}$  дислокации. Для дислокаций  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a} = [100]$  они направлены вдоль векторов  $\mathbf{b} = [010]$  и  $\mathbf{c} = [001]$ .

Обозначим магнитные моменты этих центров  $\mathbf{M}^{(1)}$  и  $\mathbf{M}^{(2)}$ . Их направления связаны с ориентацией “гантелей”, главным образом, благодаря спин-решеточной релаксации. Без нее моменты  $\mathbf{M}^{(1,2)}$  вообще вряд ли бы “знали” об  $\mathbf{r}$ -пространстве. Термические осцилляции возмущают не только позиции и ориентации пиннинг-центров, но также и их магнитные моменты. Здесь следует принять во внимание, что рассматриваемые центры на дислокациях подвержены термическим осцилляциям двух типов: 1) благодаря обычным фононам дебаевской частоты  $\nu_D \sim 10^{13}$  Гц и 2) из-за локальных собственных колебаний дислокационных сегментов между пиннинг-центрами на гораздо меньших частотах  $\nu_d \sim 10^{10}$  Гц. Колебания первого типа реализуются во всех направлениях. А свободные колебания дислокационных сегментов происходят только в плоскости скольжения. Таким образом, в двух измерениях центры закрепления имеют обычные тепловые колебания, характеризующиеся достаточно коротким временем спин-решеточной релаксации  $\tau_{sl}^D \sim 10^{-8} - 10^{-10}$  с [24]. В третьем направлении тепловые осцилляции модулируются низкочастотными колебаниями дислокационных сегментов, порождающими упомянутую во вводной части медленную спин-решеточную релаксацию с характерным временем  $\tau_{sl}^d \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  с.

Можно показать, что дислокационные пробеги на рис.2 в десятки микрон, набираемые за 5 мин выдержки образцов в скрещенных магнитных полях, соответствуют среднему времени открепления дислокации от пиннинг-центра  $\tau_{dp} \sim 10^{-5}$  с [2, 6]. Таким образом, и это время, и период  $\tilde{\tau} = 1/\nu \sim 10^{-6}$  с магнитного поля накачки в нашем резонансе принадлежат интервалу  $\tau_{sl}^D \ll \tau_{dp}$ ,  $\tilde{\tau} \ll \tau_{sl}^d$ . Отсюда следует, что мы имеем дело с магнитными моментами, которые находятся в равновесии с объемными фононами, но за время открепления  $\tau_{dp}$  далеки от равновесия по отношению к мягким дислокационным модам колебаний в плоскости скольжения. Поэтому логично предположить, что после усреднения по периоду времени  $\Delta t$ , малому, по сравнению с  $\tilde{\tau}$ , но большому по сравнению с  $\tau_{sl}^D$ , две из трех компонент этих моментов обратятся в ноль, а третья и определит свойства нашего резонанса. Иными словами, средние магнитные моменты  $\overline{\mathbf{M}}^{(1,2)}$  радикальных спиновых пар предположительно имеют вполне определенные ориентации по отношению к решетке и дислокации. Это косвенно подтверждается наблюдаемым исчезновением МПЭ в

образцах, вращающихся в магнитном поле с частотой выше некоторого порога [2, 6].

Энергия взаимодействия магнитных моментов  $\overline{\mathbf{M}}^{(1,2)}$  с магнитным полем Земли  $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$  описывается уравнением [24]:

$$W^{(1,2)} = -g\overline{\mathbf{M}}^{(1,2)} \cdot \mathbf{V}_{\text{Earth}}. \quad (4)$$

При этом зеемановское расщепление уровней для этих моментов, вообще говоря, различно:

$$\Delta W^{(1,2)} = g\mu_B \mathbf{S}^{(1,2)} \cdot \mathbf{V}_{\text{Earth}}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{S}^{(1,2)}$  – единичные векторы вдоль моментов  $\overline{\mathbf{M}}^{(1,2)}$ . Соответственно для двух типов моментов резонансные частоты должны иметь вид

$$\nu_{1,2} = g\mu_B \mathbf{S}^{(1,2)} \cdot \mathbf{V}_{\text{Earth}}/h. \quad (6)$$

Выберем теперь направления магнитных моментов на дислокациях применительно к нашим кристаллам, основываясь на полученных экспериментальных данных. Во-первых, учитывая наличие плоскости симметрии ортогональной каждой из дислокаций  $\mathbf{L} \parallel \langle 100 \rangle$ , векторы  $\mathbf{S}^{(1,2)}$  должны принадлежать этой плоскости, то есть  $\mathbf{S}^{(1,2)} \cdot \mathbf{L} = 0$ . Заметим, что это наблюдение объясняет известное свойство МПЭ, в соответствии с которым магнитное поле, параллельное дислокации, никогда не вызывает ее движения [2, 6]. Теперь подберем направления векторов  $\mathbf{S}^{(1,2)}$  в указанной плоскости для дислокаций  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a} = [100]$  (рис.1) так, чтобы формула (6) совпала с эмпирическими данными (3), основанными на положениях пиков на рис.2. Очевидно, что должно быть:  $\mathbf{S}^{(1)} = \mathbf{b} = [010]$  и  $\mathbf{S}^{(2)} = \mathbf{c} = [001]$ , поскольку именно в этом случае

$$\mathbf{S}^{(1)} \cdot \mathbf{V}_{\text{Earth}} = \mathbf{V}_{\text{Earth}}^{\parallel}, \quad \mathbf{S}^{(2)} \cdot \mathbf{V}_{\text{Earth}} = \mathbf{V}_{\text{Earth}}^{\perp}. \quad (7)$$

Этот вывод означает, что средние магнитные моменты  $\overline{\mathbf{M}}^{(1,2)}$  закрепляющих центров  $\text{Ca}^+ \text{Cl}^0$  на дислокациях ориентированы вдоль этих “гантелей” (рис.3б).

Таким образом, в рамках предложенной модели пики 1 и 3 на рис.2 объясняются резонансным преобразованием двух разных типов центров закрепления дислокаций в скрещенных магнитных полях. Избирательность резонанса определяется выбором направления магнитного поля накачки  $\tilde{\mathbf{V}}$ . Конечно, при использовавшейся нами ориентации образцов по отношению к магнитному полю Земли зеемановское расщепление имело место для обоих типов центров на дислокациях  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ . Однако, как и в обычном ЭПР, в рассматриваемом задемпфированном случае поле  $\tilde{\mathbf{V}}$ , параллельное компоненте постоянного поля, определяющей зеемановское расщепление магнитных уровней, резонанс не вызывает. По-видимому, именно поэтому, в соответствии с (7), в нашем эксперимен-

те поле накачки  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\perp}$  приводило к возбуждению только центров  $\mathbf{S}^{(1)}$ , соответствующих пику 1. А поле  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\parallel}$ , наоборот, активировало только центры  $\mathbf{S}^{(2)}$ , ответственные за пик 3.

Рассмотрим теперь с тех же позиций кривые 2 и 4 на рис.2, отвечающие дислокациям  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$ , когда  $\mathbf{S}^{(1)} = [100]$  и  $\mathbf{S}^{(2)} = [001]$ . В этом случае  $\mathbf{S}^{(1)} \cdot \mathbf{B}_{\text{Earth}} = 0$  и  $\mathbf{S}^{(2)} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\perp}$ . Таким образом, на центрах типа  $\mathbf{S}^{(1)}$  вообще не происходит зеемановского расщепления уровней в магнитном поле Земли. Точки 2 отвечают полю накачки  $\tilde{\mathbf{B}}$  параллельному компоненте  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\perp}$ , задающей расщепление уровней для центров  $\mathbf{S}^{(2)}$  (7). Как уже говорилось, в этом случае парамагнитный резонанс подавлен. Точки 4 соответствуют полю накачки  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\parallel}$ , направленному вдоль дислокации  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$ , что исключает его взаимодействие с последней. Отличие средних дислокационных пробегов типа 2 и 4 от фонового уровня, по видимому, объясняется неточным выполнением в наших экспериментах предполагаемых геометрических условий:  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\parallel}$ ,  $\tilde{\mathbf{B}}_1 \perp \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\parallel}$  и/или  $\tilde{\mathbf{B}}_2 \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\parallel}$ .

Таким образом, предложенная модель вполне успешно объясняет найденные положения максимумов и различия между кривыми 1–4 на рис.2. Интересно, что в этой модели приложение к кристаллу постоянного магнитного поля  $\mathbf{V} \parallel \langle 100 \rangle$ , скрещенного с полем накачки  $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}$ , как это делалось в [13–15], должно приводить к одному пику пробегов при той же частоте  $\nu = g\mu_B V/h$ , что определяется из классической формулы (1). Это и другие следствия формулы (6), лежащие за пределами выбранных нами условий эксперимента, еще предстоит проверить в новых опытах, которые уже готовятся.

Однако, независимо от результатов этой проверки, само существование эффекта серьезной пластификации кристалла NaCl в исключительно низких скрещенных магнитных полях  $B_{\text{Earth}} \sim 50$  мкТл и  $\tilde{B} \sim 3$  мкТл при соответствующем выборе частоты и ориентации поля накачки  $\tilde{B}$  сомнений не вызывает. Использование магнитного поля Земли открывает качественно новые возможности приложений резонансного МПЭ в технике, избавляя от необходимости иметь дело с громоздкими электромагнитами с малым пространством между полюсами. Тем самым, возникает реальная перспектива практического использования магнитного поля Земли, далеко выходящего за рамки ориентирования по компасу.

Авторы благодарны Ю.М. Иванову, Е.А. Степанцову, Е.С. Сергиенко и Н.П. Легеньковой за помощь в работе, а также С.А. Минюкову за полезные обсуждения. Работа была частично поддержана Польским фондом MNiSW (грант # N 501 252334). В.И.А.

также признателен за поддержку Польско-Японскому Институту информационных технологий (Варшава) и Технологическому университету в Кельцах (Польша).

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина, А. А. Урусовская, ФТТ **29**, 467 (1987).
2. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Кристаллография **48**, 826 (2003).
3. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Кристаллография **48**, 855 (2003).
4. Ю. И. Головин, ФТТ **46**, 769 (2004).
5. Р. Б. Моргунов, УФН **174**, 131 (2004).
6. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, M. V. Koldaeva, and E. A. Petrzhik, in: *Dislocations in Solids*, **14**, Ed. J. P. Hirth, Amsterdam, Elsevier, 2008, p. 333-437.
7. Я. Б. Зельдович, А. Л. Бучаченко, Е. Л. Франкевич, УФН **155**, 3 (1988).
8. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. М. Салихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Новосибирск, Наука, 1978 [К. М. Salikhov, Yu. N. Molin, A. L. Buchachenko, and R. Z. Sagdeev, *Spin Polarization and Magnetic Effects in Radical Reactions*, Elsevier, Amsterdam, 1984].
9. U. E. Steiner and T. Ulrich, Chem. Rev. **89**, 51 (1989).
10. C. R. Timmel and K. V. Henbest, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **362**, 2573 (2004).
11. В. В. Кведер, Ю. А. Осипьян, А. И. Шалынин, ЖЭТФ **83**, 699 (1982).
12. В. Л. Бердинский, ЖЭТФ **91**, 2120 (1986).
13. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 400 (1998).
14. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, А. А. Дмитриевский, ЖЭТФ **117**, 1080 (2000).
15. Yu. I. Golovin, R. V. Morgunov, and A. Baskakov, Mol. Phys. **100**, 1291 (2002).
16. Ю. А. Осипьян, Р. Б. Моргунов, А. А. Баскаков и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 158 (2004).
17. M. V. Badylevich, V. V. Kveder, V. I. Orlov, and Yu. A. Osip'yan, Phys. Stat. Sol. **2**, 1869 (2005).
18. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова и др., Письма в ЖЭТФ **63**, 628 (1996).
19. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, ФТТ **40**, 81 (1998).
20. В. Б. Парийский, А. И. Ландау, В. И. Старцев, ФТТ **5**, 1377 (1963).
21. В. А. Закревский, В. А. Пахотин, А. В. Шульдинер, ФТТ **44**, 1990 (2002).
22. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Письма в ЖЭТФ **88**, 500 (2008).
23. А. Л. Бучаченко, ЖЭТФ **129**, 909 (2006).
24. Дж. Верц, Дж. Болтон, *Теория и практические приложения метода ЭПР*, М.: Мир, 1975 [J. E. Wertz and J. R. Bolton, *Electron Spin Resonance. Elementary Theory and Practical Applications*, New York, McGraw-Hill, 1972].