

# Анизотропия резонансной трансформации микротвердости кристаллов после их экспозиции в схеме ЭПР в магнитном поле Земли

В. И. Альшиц<sup>1)</sup>, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова,  
Федеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 апреля 2018 г.

Показано, что предварительная экспозиция кристаллов ZnO, триглицинсульфата и гидрофталата калия в ультранизких скрещенных магнитных полях – поле Земли и переменном поле накачки – приводит к резонансному изменению их микротвердости. При этом резонансная частота пиков микротвердости определяется классическим условием электронного парамагнитного резонанса только при определенных ориентациях кристаллов относительно поля Земли  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ . Повороты образцов относительно направления  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$  на угол  $\theta$  для всех кристаллов уменьшают частоту резонанса пропорционально  $\cos\theta$ . Интерпретация наблюдаемой анизотропии связывается с наличием в кристаллах локальных собственных магнитных полей  $B_{\text{loc}} \gg B_{\text{Earth}}$ .

DOI: 10.7868/S0370274X18100065

**Введение.** Магнитное влияние на механические свойства немагнитных кристаллов – так называемый магнитоэластический эффект (МПЭ) – широко исследуется в последние десятилетия (см. обзоры [1–6]). Природа этого эффекта аналогична механизму магнитного влияния на химические реакции [7–10]. Она заключается в магнитоиндуцированном изменении состояния радикальной спиновой пары в примесном комплексе, снимающего запрет на определенный электронный переход, что в свою очередь порождает структурное преобразование комплекса. Такая спин-зависимая трансформация примесных центров, естественно, приводит к изменению свойств материала, чувствительных к примесному содержанию. Прежде всего, речь идет о механических свойствах.

Сначала было замечено [11] движение дислокаций в кристаллах NaCl, помещенных в постоянное магнитное поле в отсутствие каких-либо других воздействий. Как мы теперь понимаем, это были релаксационные перемещения дислокаций вследствие уменьшения силы их закрепления на преобразованных примесных стопорах. Последующие активные исследования в целом ряде независимых групп показали, что этот эффект не специфичен для щелочногалогенидных кристаллов (ЩГК) и наблюдается в самых разнообразных немагнитных кристаллах, включая металлы, полупроводники, молекулярные кристаллы и др. [1–5]. Было также обнаружено сильное

магнитное влияние на макропластичность кристаллов (например, на их предел текучести [12]).

Оказалось, что наряду с эффектами *in situ*, когда изменение свойств материалов происходит непосредственно в магнитном поле, существуют эффекты “памяти” [2–4], когда модификация свойств, например, микротвердости [13], происходит после магнитной обработки (иногда с задержкой на часы и даже сутки), сохраняется в течение некоторого времени, а потом постепенно исчезает. Упомянутая задержка связана, очевидно, с диффузионными процессами из-за неравновесности преобразованных комплексов.

Магнитоиндуцированные явления наблюдаются при экспозиции не только в постоянном магнитном поле, но и в скрещенных полях, постоянном  $B$  и микроволновом  $\dot{B}$  [14–18]. Частота  $\nu_r$  последнего подбирается из условия электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), чтобы закачиваемая энергия  $h\nu_r$  равнялась величине зеемановского расщепления энергии радикальной пары в поле  $B$ :

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

где  $h$  – постоянная Планка,  $\mu_B$  – магнетон Бора и  $g \approx 2$  – фактор Ланде. В стандартных установках обычно  $B \approx 0.3$  Тл и  $\nu_r \approx 10$  ГГц. Резонансные формы МПЭ обнаружены как в *in situ* экспериментах [14–16], так и при исследовании эффектов “памяти” [15–18]. Фактически наблюдение этих эффектов явилось прямым доказательством спиновой природы МПЭ.

<sup>1)</sup>e-mail: valshits@mail.ru

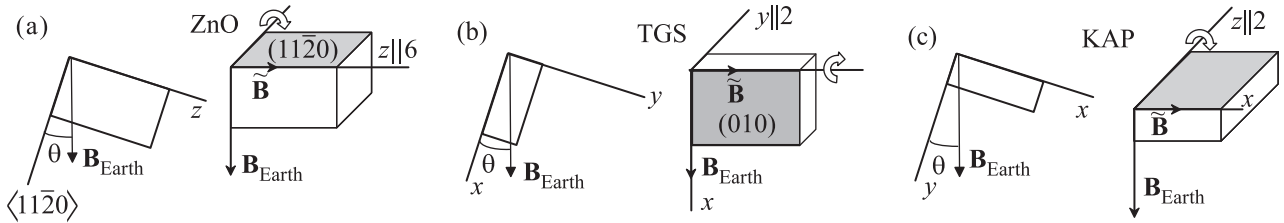


Рис. 1. Схемы расположения кристаллов ZnO (a), TGS (b) и KAP (c) относительно магнитных полей. Серым выделена плоскость индентирования

Относительно недавно аналогичный резонанс ЭПР типа был найден в подвижности дислокаций в сверхнизких скрещенных магнитных полях, поле Земли ( $B_{Earth} \sim 50$  мкТл) и поле накачки ( $\tilde{B} \sim 3$  мкТл), на частоте  $\nu_r \sim 1.4$  МГц (см. [6]). При этом была обнаружена [19, 20] сильная зависимость резонансной частоты от ориентации образца по отношению к постоянному полю, описываемая формулой (1), в которой  $B = B_{Earth}$  и, вместо  $g$ , появляется эффективный фактор

$$g_{eff} \approx g_0 \cos \theta, \tag{2}$$

где  $g_0 \approx 2$  и  $\theta$  – угол между направлением постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}_{Earth}$  и выделенным кристаллографическим направлением в образце (в NaCl это направления [010] и [001], перпендикулярные линии дислокации). Имея в виду, что при обычных высоких частотах в области сверхвысоких частот (СВЧ) анизотропия  $g$ -фактора оценивается величинами порядка  $\Delta g \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ , эмпирическая зависимость (2), несомненно, отвечает гигантской анизотропии резонанса.

В настоящем исследовании будет показано, что обнаруженная аномалия не специфична для дислокационного *in situ* процесса в ЩГК, а является общим свойством резонансного МПЭ при ультранизких частотах. Ниже мы обратимся к изучению анизотропии резонансного изменения микротвердости при повороте образца относительно поля Земли для трех кристаллов, радикально отличных как от NaCl, так и между собой. Во всех исследуемых кристаллах ранее уже были обнаружены [6, 21] резонансные изменения микротвердости при ультранизких частотах.

**1. Исследуемые кристаллы и методика экспериментов.** Измерения проводились на гексагональных кристаллах ZnO, выращенных методом гидротермального синтеза, моноклинных кристаллах триглицинсульфата (Triglycine Sulfate – TGS) и ромбических кристаллах гидрофталата калия (K Acid Phthalate – KAP), выращенных из водных растворов методом снижения температуры.

Образцы ZnO вырезались в виде пластин размером  $\sim 4 \times 4 \times 2$  мм с ориентацией ребер вдоль осей координат  $x \parallel [1120]$ ,  $y \parallel [1010]$ ,  $z \parallel [0001]$  (рис. 1a). Рабочая грань для индентирования  $yz = (11\bar{2}0)$  предварительно полировалась. Повороты образца относительно поля Земли осуществлялись вокруг оси  $y$ .

Образцы TGS ( $\sim 5 \times 5 \times 1$  мм) и KAP ( $\sim 4 \times 3 \times 0.5$  мм) (см. рис. 1b, c) выкалывались по плоскостям спайности (010), которые служили рабочими гранями для индентирования. Изменения ориентации обоих типов образцов относительно поля  $\mathbf{B}_{Earth}$  осуществлялись поворотами вокруг оси  $z \parallel [001]$ .

Измерения микротвердости проводились методом Виккерса на оптическом микроскопе Neophot-21 со специальной приставкой. Каждое значение микротвердости  $H$  определялось по усредненному размеру диагоналей 20–25 отпечатков индентора. При этом статистическая погрешность составляла 1.5–3%. Микротвердость измерялась до экспозиции, сразу после нее и через каждый час в течение первых 4–5 ч, а затем 1–3 раза в течение нескольких последующих суток.

Магнитная экспозиция проводилась в течение 30 мин в скрещенных магнитных полях: поле Земли и перпендикулярном ему поле переменного тока. Амплитуда и направление поля Земли были измерены непосредственно в месте нахождения образца в установке. Вектор поля  $\mathbf{B}_{Earth}$  составлял с вертикалью угол  $29.5^\circ$ , а его длина равнялась  $B_{Earth} = 49.9$  мкТл. Концентрическое переменное магнитное поле  $\tilde{\mathbf{B}}$  создавалось в коаксиальной камере вокруг провода, по которому пропускался синусоидальный переменный ток заданной частоты. В настоящей работе использовалось переменное поле фиксированной амплитуды  $\tilde{B} = 3.12$  мкТл. Его частота  $\nu$  варьировалась в трех интервалах: 1.37–1.41, 0.97–0.99, 0.22–0.26 МГц.

Более подробно методика эксперимента описана в [21].

**2. Экспериментальные результаты.** Были измерены зависимости микротвердости  $H$  от времени  $t$ , прошедшего после выдержки образца в скрещен-

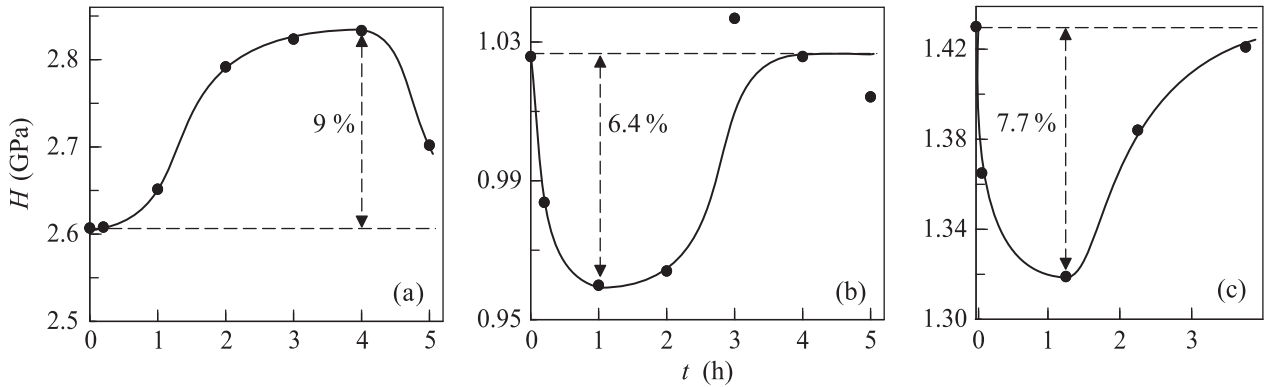


Рис. 2. Зависимости микротвердости  $H$  кристаллов ZnO (а), TGS (b) и KAP (с) от времени  $t$  после экспозиции образцов в скрещенных магнитных полях.  $\nu = 0.982$  МГц (а),  $0.981$  МГц (b),  $0.985$  МГц (с) для  $\theta = 45^\circ$

**Таблица 1.** Основные частотные параметры резонансных пиков изменения микротвердости при повороте кристаллов на угол  $\theta$  относительно вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}_{Earth}$

Угол $\theta$ , градусы	ZnO		TGS		KAP	
	$\nu_r$ , МГц	$g_{eff}/\cos\theta$	$\nu_r$ , МГц	$g_{eff}/\cos\theta$	$\nu_r$ , МГц	$g_{eff}/\cos\theta$
0	1.390	1.987	1.385	1.980	1.395	1.993
45	0.982	1.987	0.979	1.980	0.985	1.991
80	–	–	0.241	1.980	0.250	2.057

ных магнитных полях, для серии частот  $\nu$  переменного поля  $\vec{B}$  в указанных выше интервалах. На рис. 2 для примера приведены зависимости  $H(t)$  для всех трех кристаллов применительно к ориентации образцов относительно магнитного поля Земли  $\theta = 45^\circ$  при частотах, отвечающих максимальному эффекту.

Из рис. 2 видно, что для всех трех кристаллов величина отклонения микротвердости  $H$  от начального значения  $H_0$  сначала возрастала, достигала максимума через 1–4 ч, а затем постепенно релаксировала к исходному значению. В кристалле ZnO наблюдалось магнитостимулированное увеличение микротвердости (рис. 2а), а в TGS и KAP – ее уменьшение (рис. 2б, с). По временным зависимостям  $H(t)$  находилось максимальное изменение микротвердости  $\Delta H = H - H_0$  для конкретных экспериментальных условий. В итоге для каждой ориентации образцов строились зависимости относительного изменения микротвердости  $|\Delta H|/H_0$  от частоты переменного поля. Соответствующие резонансные пики относительного изменения микротвердости для кристаллов ZnO, TGS и KAP для разных ориентаций образцов представлены на рис. 3. К сожалению, из-за отсутствия образцов не удалось измерить пик для ZnO, отвечающий ориентации  $\theta = 80^\circ$ .

Как видно из рис. 3, по мере увеличения угла поворота  $\theta$  каждого из кристаллов резонансные пи-

ки изменения их микротвердости сдвигаются в сторону уменьшения резонансной частоты  $\nu_r$  (см. также табл. 1), сохраняя соизмеримые амплитуды. Для кристалла TGS проверено, что при изменении угла поворота кристалла на исходной частоте резонансный пик исчезает (см. точки 3 и 4 на рис. 3а, б).

Перестроение данных из таблицы в виде зависимости относительной величины  $\nu_r/\nu_r^0$  ( $\nu_r^0 = \nu_r|_{\theta=0}$ ) от угла поворота  $\theta$  дает точки, которые для всех кристаллов превосходно укладываются на функцию  $\cos\theta$  (рис. 4), что отвечает зависимости (2) для эффективного  $g$ -фактора, характеризующей дислокационный резонансный МПЭ в кристаллах NaCl в условиях их экспозиции в скрещенных ультразвуковых магнитных полях [19, 20].

Таким образом, полученные в работе экспериментальные данные указывают на то, что найденная ранее сильная анизотропия частоты резонанса в кристаллах NaCl не связана с дислокационной спецификой, а является общим свойством низкочастотного ЭПР.

**3. Физическая интерпретация наблюдаемой аномалии.** Столь необычное поведение резонанса ЭПР типа в сверхнизких магнитных полях могло бы быть связано с локальными магнитными полями  $\mathbf{B}_{loc}$ , существующими во многих кристаллах, благодаря, например, нескомпенсированным ядерным

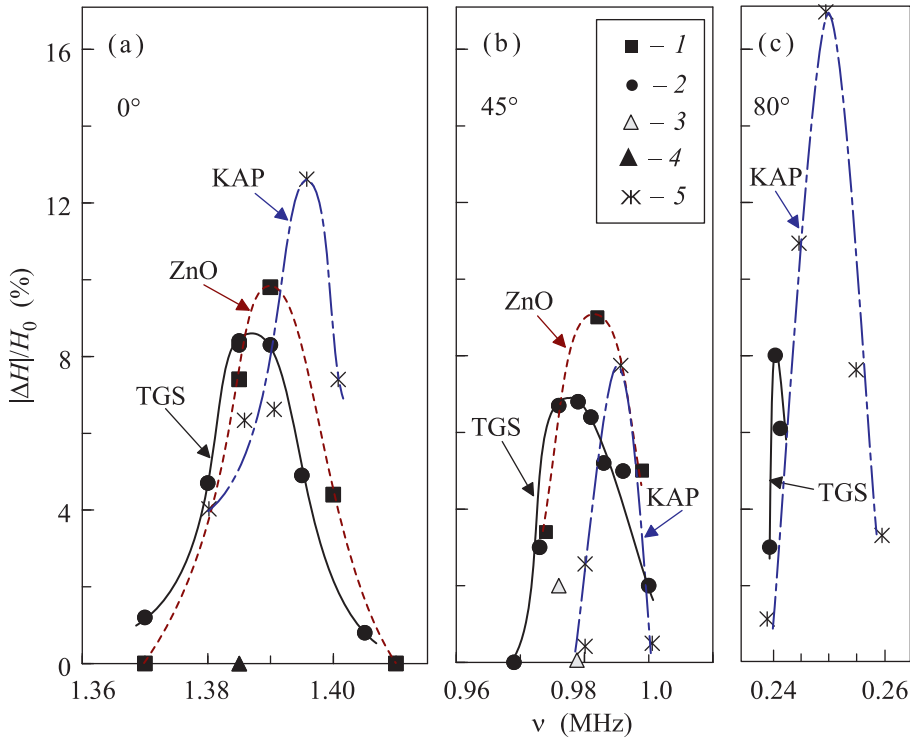


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости относительного изменения микротвердости  $|\Delta H|/H_0$  кристаллов ZnO (1), TGS (2–4) и KAP (5) от частоты  $\nu$  переменного магнитного поля для трех углов  $\theta$  поворота кристаллов относительно поля Земли:  $0^\circ$  (a),  $45^\circ$  (b) и  $80^\circ$  (c). Точки 3 на (b) и 4 на (a) соответствуют ориентациям образца TGS  $\theta = 0^\circ$  и  $45^\circ$  соответственно

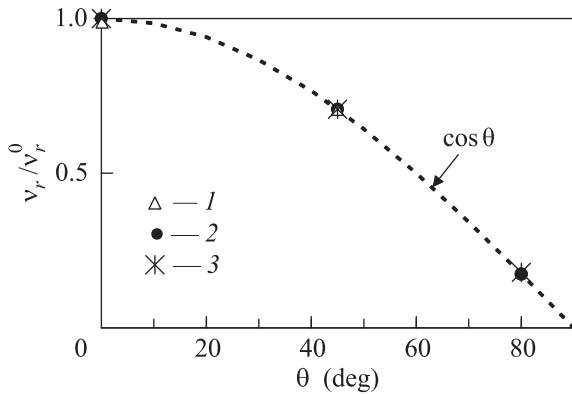


Рис. 4. Зависимости относительной частоты резонанса  $\nu_r/\nu_r^0$  от угла  $\theta$  поворота кристаллов: 1 – ZnO; 2 – TGS; 3 – KAP. Пунктиром для сравнения показана функция  $\cos \theta$

спинам (сверхтонкое взаимодействие – СТВ). Конечно, в обсуждаемом контексте нас интересует анизотропное СТВ, характеризуемое локальными полями  $\mathbf{B}_{loc}$  с ориентациями, жестко привязанными к кристаллу. Этот тип СТВ возникает, благодаря ядрам многих элементов, включая кислород, хлор и др. [22]. Кстати, время релаксации ядерных спинов на порядки больше, чем аналогичное время для электронных

спинов, что поддерживает концепцию постоянного локального поля. Ниже под  $\mathbf{B}_{loc}$  мы будем понимать одно из полей, допускаемых мультиплетностью спиновых состояний ядра.

Основная идея нашей интерпретации полученных выше данных состоит в следующем. Зеемановское расщепление уровней энергии электронов происходит в суммарном поле внешнего и локального полей и потому зависит от их взаимной ориентации. Амплитуда локального поля  $B_{loc}$  невелика, будучи на два-три порядка ниже постоянного поля  $B \sim 0.3$  Тл микроволнового ЭПР, но примерно в той же пропорции выше, чем поле  $B_{Earth}$ , использованное в настоящей работе. Отсюда и радикальная разница свойств резонансов при высоких и ультранизких полях.

В первом случае частота резонанса определяется формулой [22, 23]:

$$\nu_r = \frac{g\mu_B}{h} |\mathbf{B} + \mathbf{B}_{loc}|. \quad (3)$$

Здесь при  $B \gg B_{loc}$  можно положить

$$|\mathbf{B} + \mathbf{B}_{loc}| = \sqrt{(\mathbf{B} + \mathbf{B}_{loc})^2} \approx \sqrt{B^2 + 2\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}_{loc}} \approx B + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}_{loc}}{B} = B \left( 1 + \frac{B_{loc}}{B} \cos \theta \right), \quad (4)$$

где  $\theta = \angle(\mathbf{B}, \mathbf{B}_{\text{loc}})$ . Подставляя аппроксимацию (4) в (3), приходим к формуле (1) с  $g$ -фактором

$$g_{\text{eff}} = g_0 \left( 1 + \frac{B_{\text{loc}}}{B} \cos \theta \right), \quad (5)$$

что при  $B_{\text{loc}} \sim (10^{-3} - 10^{-2})B$  дает обычную слабую анизотропию резонанса. Именно такая зависимость типа (5) наблюдалась при ЭПР исследованиях V-центров ( $V = \text{Cl}_2^-$ ) в облученных ШГК [24].

При переходе к ультранизким полям  $B \ll B_{\text{loc}}$  ситуация качественно меняется. Рассмотрим этот случай на модельном примере спектра атома водорода в магнитном поле (диаграмма Брейта-Раби – см. рис. 5). Конфигурация зависимости энергии электро-

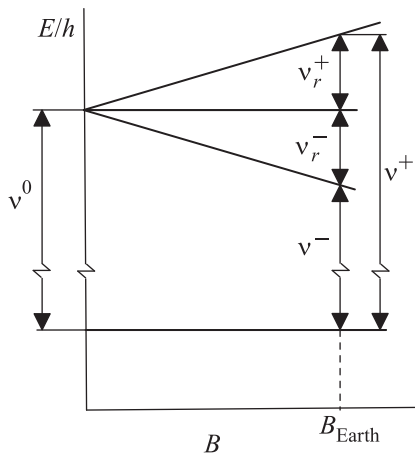


Рис. 5. Схема уровней энергии  $E/h$  и разрешенных электронных переходов в атоме водорода в ультранизких магнитных полях  $B$  с учетом сверхтонкого расщепления уровней

на от внешнего поля  $B$  и показанные на диаграмме четыре разрешенных перехода между четырьмя уровнями являются результатом точного анализа [22]. Но следует оговориться, что в случае водорода реализуется лишь изотропный СТВ. Так что для нас рис. 5 – лишь наглядная схема, используемая для иллюстрации.

Как видно из рис. 5, при  $B = 0$  в кристалле имеются лишь два уровня энергии, отвечающие двум состояниям ядерного спина. На нашем феноменологическом языке эти уровни есть результат зеемановского расщепления в локальном поле  $B_{\text{loc}}$ , которое отвечает резонансной частоте ЭПР нулевого поля [22],

$$\nu^0 = \frac{g\mu_B}{h} B_{\text{loc}}. \quad (6)$$

Такой резонанс был действительно экспериментально обнаружен [25] для водорода.

Добавление к кристаллическому магнитному полю малого внешнего поля  $B$  расщепляет верхний уровень на три, оставляя нижний уровень практически без изменения. Как видно из рис. 5, расстояния  $\Delta E/h$  между расщепленными уровнями,  $\nu_r^-$  и  $\nu_r^+$ , линейно растут с увеличением  $B$ , т.е. мы имеем дело с зеемановским расщеплением. А главное, переходы между ними не противоречат правилам отбора и могут быть реализованы на практике. При этом важно помнить, что резонансные частоты в рассматриваемой области полей отнюдь не описываются классической формулой (1), поскольку, как и раньше, на электронные спины действует не внешнее поле  $\mathbf{B}$ , а совокупное эффективное поле  $\mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{loc}}$ . С другой стороны, как видно из рис. 5, интересующие нас частоты могут быть найдены как разности:  $\nu_r^+ = \nu^+ - \nu^0$  и  $\nu_r^- = \nu^0 - \nu^-$ . Впрочем, в нашем приближении эти частоты одинаковы, так что мы вычислим лишь одну из них как разность выражений (3) и (6):

$$\nu_r = \frac{g\mu_B}{h} (|\mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{loc}}| - B_{\text{loc}}), \quad (7)$$

где теперь

$$|\mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{loc}}| \approx \sqrt{B_{\text{loc}}^2 + 2\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}_{\text{loc}}} \approx B_{\text{loc}} + B \cos \theta. \quad (8)$$

Таким образом, резонансная частота, описывающая обсуждаемые процессы, равна

$$\nu_r = \frac{g\mu_B B}{h} \cos \theta, \quad (9)$$

что при  $B = B_{\text{Earth}}$  вполне адекватно описывает наши экспериментальные данные.

Интересно, что величина кристаллического поля  $B_{\text{loc}}$  в рассматриваемом приближении никак не скажется на частоте резонанса  $\nu_r$ . Зато его направление играет существенную роль: именно от него отсчитывается угол  $\theta$  ориентации вектора  $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ , задающий величину косинуса в (9). С другой стороны, естественно ожидать, что направление поля  $\mathbf{B}_{\text{loc}}$  как-то связано с элементами симметрии кристалла, например, что вектор  $\mathbf{B}_{\text{loc}}$  лежит в плоскости симметрии, ориентирован вдоль оси симметрии или параллелен одной из осей кристаллофизических координат. В условиях наших опытов, очевидно,  $\mathbf{B}_{\text{loc}} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}$  при  $\theta = 0$  (рис. 1). Поэтому в кристалле ZnO реализуется первая ситуация: вектор  $\mathbf{B}_{\text{loc}}$  принадлежит плоскости симметрии, проходящей через ось 6. А в кристаллах TGS и KAP имеет место третий вариант: там поле  $\mathbf{B}_{\text{loc}}$  параллельно осям  $x$  и  $y$ , соответственно. Второй случай встретился нам ранее в случае кубического кристалла NaCl [19, 20], где мы имели дело с двумя возможными направлениями  $\mathbf{B}_{\text{loc}}$  вдоль осей

симметрии 4-го порядка, ортогональных линиям дислокаций.

Мы не обсуждали выше механизмы магнитного влияния на микротвердость кристаллов и кинетику наблюдаемых процессов. Это уже сделано в работе [21], посвященной изучению аналогичных эффектов в тех же кристаллах при их неизменной ориентации, отвечающей  $\theta = 0$  (рис. 1). Там, в частности, предложена конкретная физическая модель наблюдаемых процессов применительно к кристаллу ZnO, где роль магнитного воздействия связывается с захватом электрона ионом  $O^-$  после перехода радикальной спиновой пары в  $s$ -состояние. Это переводит анион  $O^-$  в долгоживущее метастабильное состояние  $O^{2-}$ . Подобные элементарные акты, в свою очередь, нарушают локальную электронейтральность кристалла, что приводит к относительно быстрой электродиффузии межузельных катионов  $Li^+$  к таким центрам (за несколько часов). Это вызывает локальное упрочнение, увеличивая микротвердость кристалла. После обратных реакций  $O^{2-} \rightarrow O^- + e^-$  микротвердость релаксирует к исходному уровню (в пределах суток). При этом магнитоиндуцированный эффект воспроизводится только через 1–2 недели, что, по-видимому, определяется медленной диффузией лития от центров.

Работа поддержана Федеральным агентством научных организаций (соглашение # 007-ГЗ/ЧЗ363/26) и грантом Президиума РАН (Программа # 32 на 2018–2020 гг).

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Кристаллография **48**, 826 (2003).
2. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Кристаллография **48**, 855 (2003).
3. Ю. И. Головин, ФТТ **46**, 769 (2004).
4. Р. Б. Моргунов, УФН **174**, 131 (2004).
5. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, M. V. Koldaeva, and E. A. Petrzhik, in *Dislocations in Solids*, ed. by J. P. Hirth, Elsevier, Amsterdam (2008), v. 14, p. 333.
6. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева,

- Е. А. Петржик, Письма в ЖЭТФ **104**(5), 362 (2016).
7. Я. Б. Зельдович, А. Л. Бучаченко, Е. Л. Франкевич, УФН **155**, 3 (1988).
8. А. Л. Бучаченко, Успехи химии **68**, 99 (1999).
9. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. М. Салихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Наука, Новосибирск (1978).
10. U. E. Steiner and T. Ulrich, Chem. Rev. **89**, 51 (1989).
11. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина, А. А. Урусовская, ФТТ **29**, 467 (1987).
12. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Письма в ЖЭТФ **65**(6), 470 (1997).
13. Yu. I. Golovin, R. B. Morgunov, D. V. Lopatin, and A. Baskakov, Phys. Stat. Sol. (a) **160**, R3 (1997).
14. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, С. Е. Жуликов, А. А. Дмитриевский, Письма в ЖЭТФ **68**, 400 (1998).
15. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, А. А. Дмитриевский, ЖЭТФ **117**, 1080 (2000).
16. Yu. I. Golovin, R. B. Morgunov, and A. A. Baskakov, Mol. Phys. **100**, 1291 (2002).
17. 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).
18. M. V. Badylevich, V. V. Kveder, V. I. Orlov, and Yu. A. Osip'yan, Phys. Stat. Sol. C **2**, 1869 (2005).
19. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ФТТ **55**, 318 (2013).
20. В. И. Альшиц, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, А. Ю. Белов, Е. В. Даринская, Письма в ЖЭТФ **99**, 87 (2014).
21. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ФТТ **54**, 305 (2012).
22. J. E. Wertz and J. R. Bolton, *Electron Spin Resonance. Elementary Theory and Practical Applications*, McGraw-Hill, N.Y. (1972) [Дж. Вертц, Дж. Болтон, *Теория и практические приложения метода ЭПР*, Мир, М. (1975), с. 49, 471].
23. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, М. (1971), с. 482.
24. A. Nicula, S. I. Farcas, and A. Darabant, Phys. Stat. Sol. **32**, 741 (1969).
25. Н. Рамзей, *Молекулярные пучки*, ИЛ, М. (1960).