

Парамагнитный резонанс и нецентральная локализация ионов Cu^{2+} в сегнетоэлектрическом германате свинца

© В.А. Важенин, А.П. Потапов, В.Б. Гусева, А.Д. Горлов

Уральский государственный университет,
620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: vladimir.vazhenin@usu.ru

(Поступила в Редакцию 17 мая 2006 г.)

Исследовано ориентационное поведение расщепления ЭПР-спектра, обусловленного локализацией парамагнитных ионов в различных доменах. Определены недиагональные компоненты g -тензора квазимоноклинных центров Cu^{2+} . На основе полученной симметрии парамагнитных центров, их суперсверхтонкой структуры и ориентации магнитных осей предложена модель нецентрального смещения иона меди.

Работа выполнена при поддержке программы „Фундаментальные исследования и высшее образование“ (BRHE 2005, Y3-EP-05-10).

PACS: 76.30.-v, 76.30.Fc

1. Вопросам локализации двухзарядных ионов меди в решетке сегнетоэлектрического германата свинца ($\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$, $T_C = 450\text{ K}$) и их влияния на характеристики кристалла, в частности на температуру структурного перехода $P3(C_3^1) \leftrightarrow P\bar{6}(C_{3h}^1)$, были посвящены ранее опубликованные работы [1–4]. В них было показано, что ионы Cu^{2+} , замещающие ионы Pb^{2+} , расположенные в позициях с симметрией C_3 (при комнатной температуре), смещаются в плоскости, перпендикулярной оси C_3 (эффективный дипольный момент $\approx 1.3 e \cdot \text{Å}$ [1]), и образуют три триклинных центра, переходящих друг в друга при повороте вокруг оси C_3 на угол $2\pi/3$. Авторы [1,2] в результате сравнительных оценок электронной структуры Cu^{2+} в позициях Pb4 и Pb7 (обозначения позиций взяты из работы [5]) пришли к выводу, что смещение иона меди именно в узле Pb4 может быть обусловлено псевдоэффектом Яна–Теллера. Сопоставление в работе [3] направлений магнитных осей наблюдаемого спектра и ориентаций свинец-кислородных связей позволило авторам предположить замещение ионом меди позиции Pb7, однако подробности указанного сопоставления в работе отсутствуют.

Кристаллы, легированные медью на уровне 0.5 mol.%, обнаруживали снижение температуры сегнетоэлектрического перехода примерно на 20 K. В предположении отсутствия сдвига иона Cu^{2+} в направлении полярной оси в работе [4] предпринята попытка на феноменологическом уровне объяснить влияние примесной подсистемы на температуру сегнетоэлектрического перехода.

2. В настоящей работе исследовался спектр ЭПР (частота СВЧ $\sim 9.4\text{ GHz}$) монокристаллов германата свинца (ГС), выращенных методом Чохральского в атмосфере гелия и легированных ионами Cu^{2+} в диапазоне 0.015–0.06 mol.%.

Несмотря на то что центры Cu^{2+} в ГС являются триклинными, авторам [1–3] удалось с неплохой точностью описать наблюдаемый ЭПР-спектр спиновым гамильтонианом орторомбической симметрии ($y \parallel Z \parallel c \parallel C_3$;

x на 4° отстоит от $Y \perp a$ [3]; xyz — система координат парамагнитного центра, X, Y, Z — оси кристаллофизической ортогональной системы координат [6], a, b, c — кристаллографические оси [5,7]). Однако в рамках этой симметрии в принципе не может быть объяснено небольшое, но хорошо наблюдаемое в произвольных ориентациях магнитного поля доменное расщепление спектра (рис. 1), обнаруженное в [1] и связанное с неэквивалентностью центров Cu^{2+} , расположенных в противоположных сегнетоэлектрических доменах. Доказательством того, что это расщепление обусловлено наличием двух типов доменов, является перераспределение интенсивностей компонент дублетов при переключении в образце внешним электрическим полем направления спонтанной поляризации.

Таким образом, для точного описания спектра следовало бы использовать триклинный спиновый гамильтониан, допускающий несовпадение экстремумов угловых

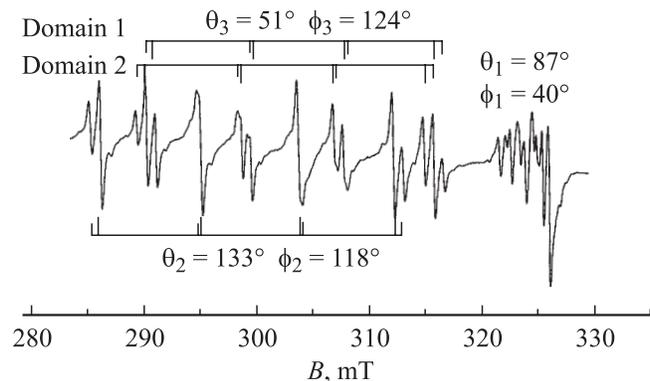


Рис. 1. Спектр ЭПР центров Cu^{2+} в ГС при 200 K. Для центров 2 и 3 спектр представляет собой два сверхтонких квартета, обусловленных изотопами ^{63}Cu и ^{65}Cu (естественная распространенность 69.1 и 30.9%), центр 3 демонстрирует доменное расщепление, для центра 1 идентификация компонент не приводится ввиду ее сложности.

зависимостей положений различных переходов, несимметричность этих зависимостей относительно экстремумов и неортогональность направлений, соответствующих экстремумам положения одного перехода [8–10]. Однако в работе [11] была отмечена высокая симметрия угловой зависимости спектра относительно плоскостей xu и zy (рис. 2), об этом же свидетельствует совпадение в пределах углового градуса экстремумов положений переходов одного триклинного центра и пересечений сигналов двух других центров (отмечены на рис. 2 стрелками). В связи с этим можно предполагать существование в структуре центра Cu^{2+} эффективной плоскости отражения $\sigma \perp z$ или $\sigma \perp x$.

Спиновые гамильтонианы моноклинной симметрии для указанных случаев имеют следующий вид:

$$H_{\text{sp}} = \beta \mathbf{BgS} + \mathbf{SAI} + \frac{1}{3} [Q_{20}O_{20}(I) + Q_{22}O_{22}(I) + \tilde{Q}_{22}\Omega_{22}(I)],$$

$$g_{xx} \neq g_{yy} \neq g_{zz} \neq g_{xy} \neq g_{yx} \neq 0,$$

$$A_{xx} \neq A_{yy} \neq A_{zz} \neq A_{xy} \neq A_{yx} \neq 0 \text{ для } \mathbf{z} \perp \sigma, \quad (1)$$

$$H_{\text{sp}} = \beta \mathbf{BgS} + \mathbf{SAI} + \frac{1}{3} [Q_{20}O_{20}(I) + Q_{22}O_{22}(I) + \tilde{Q}_{21}\Omega_{21}(I)],$$

$$g_{xx} \neq g_{yy} \neq g_{zz} \neq g_{zy} \neq g_{yz} \neq 0,$$

$$A_{xx} \neq A_{yy} \neq A_{zz} \neq A_{zy} \neq A_{yz} \neq 0 \text{ для } \mathbf{x} \perp \sigma. \quad (2)$$

Выражения в квадратных скобках в (1), (2) представляют ядерное квадрупольное взаимодействие; β — магнетон Бора, \mathbf{B} — индукция магнитного поля, \mathbf{g} — g -тензор, \mathbf{S} и \mathbf{I} — электронный и ядерный спиновые операторы примесного иона, $S = 1/2$, $I = 3/2$, \mathbf{A} — тензор сверхтонкого взаимодействия, O_{nm} и Ω_{nm} — операторы Стивенса ядерного спина. Как видно, тензоры \mathbf{g} и \mathbf{A} в отличие от гамильтониана орторомбической симметрии содержат и недиагональные компоненты, которые, как и \tilde{Q}_{22} , \tilde{Q}_{21} , при переходе в другой домен (отражение в плоскости \mathbf{xz}) меняют знак, что и обеспечивает доменное расщепление.

Для определения недиагональных параметров гамильтониана измерялась разность резонансных положений сверхтонких компонент центров из противоположных доменов при повороте магнитного поля от $y \parallel C_3$ в плоскость \mathbf{xz} локальной системы координат при различных полярных углах. С точностью до ошибок измерений доменное расщепление на различных переходах сверхтонкого квартета обоих изотопов оказалось одинаковым, что свидетельствует о малости недиагональных компонент сверхтонкого и квадрупольного взаимодействий. Зависимость величины доменного расщепления от угла между \mathbf{B} и C_3 приведена на рис. 3, где также показана зависимость вклада в положение сигнала компоненты g_{xy} . Кроме того, по результатам указанных измерений построена угловая зависимость величины доменного

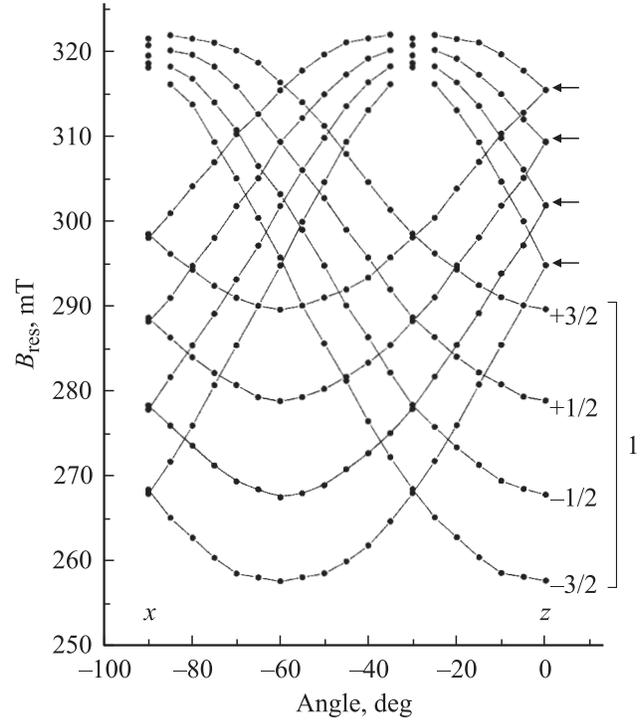


Рис. 2. Ориентационное поведение положений ЭПР-сигналов трех центров меди (^{63}Cu , $T = 200\text{ K}$) при вращении магнитного поля в плоскости, перпендикулярной оси C_3 . Положение осей координат \mathbf{z} и \mathbf{x} приведено для центра I . В окрестности \mathbf{x} интенсивность разрешенных сверхтонких переходов стремится к нулю, и детектируемые сигналы, положение которых показано, представляют собой комбинацию запрещенных и разрешенных переходов двух изотопов (см. рис. 5).

расщепления (рис. 4) при фиксированном угле между \mathbf{B} и C_3 . Как видно, минимум доменного расщепления реализуется вблизи плоскости \mathbf{zy} , что согласуется с ориентационным поведением вклада g_{xy} - и g_{yx} -компонент g -тензора, тогда как g_{zy} и g_{yz} в этой плоскости вызывают максимальный сдвиг сигналов (наблюдаемое на рис. 4 смещение минимума доменного расщепления от плоскости \mathbf{zy} соответствует величине g_{zy} , не превышающей 0.0015). Эти факты позволяют при описании эксперимента отдать предпочтение моноклинному гамильтониану (1) с $\sigma \perp \mathbf{z}$. Поскольку угловые зависимости вкладов g_{xy} и g_{yx} идентичны, можно определить только сумму этих параметров.

Как следует из рис. 1–4, доменное расщепление и его ориентационное изменение много меньше вариаций резонансных положений. Поэтому, чтобы избежать погрешностей, связанных в первую очередь с определением реализующихся в эксперименте ориентаций магнитного поля, для получения недиагональных компонент \mathbf{g} и \mathbf{A} проводилась минимизация среднеквадратичного отклонения расчетных и экспериментальных значений не резонансных положений, а величины доменного расщепления. Полученные параметры приведены в таблице, на рис. 5 представлены экспериментальный и синте-

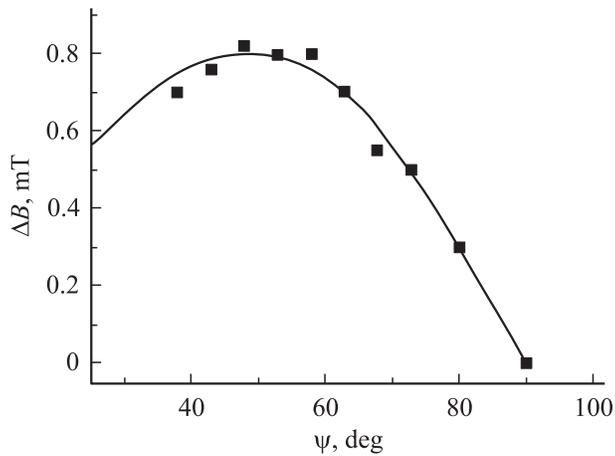


Рис. 3. Зависимость величины доменного расщепления от угла между \mathbf{B} и C_3 . Точки — эксперимент, кривая — расчет вклада в B_{res} параметра g_{xy} .

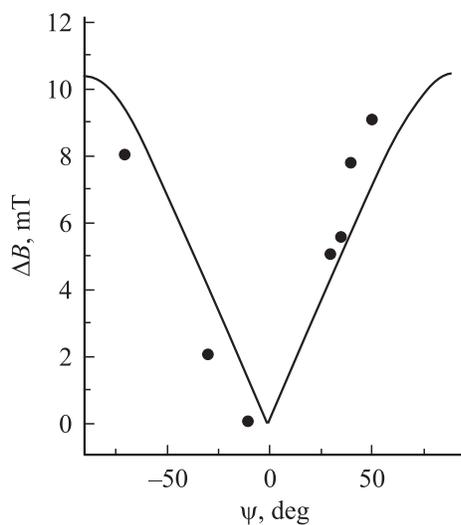


Рис. 4. Угловая зависимость величины доменного расщепления ЭПР-спектра при вращении магнитного поля вокруг оси C_3 . Угол между \mathbf{B} и C_3 составляет 65° . Точки — эксперимент, кривая — расчет с использованием параметров, приведенных в таблице. Отсчет углов на горизонтальной оси ведется от плоскости zy .

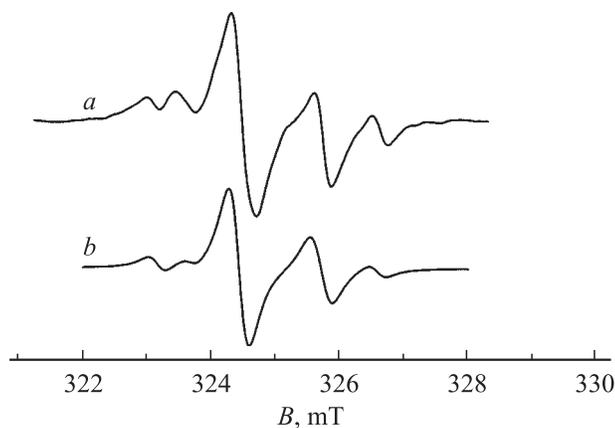


Рис. 5. Вид ЭПР-спектра центров Cu^{2+} при $\mathbf{B} \parallel x$, $T = 200 \text{ K}$. a — эксперимент, b — расчет с использованием констант из таблицы.

зированный спектры при $\mathbf{B} \parallel x$. Следует заметить, что два наиболее интенсивных сигнала принадлежат запрещенным переходам с изменением проекции спина ядра на 2, а остальные — разрешенным. В этой ориентации спектры обоих изотопов меди практически совпадают.

Параметры спинового гамильтониана ионов Cu^{2+} в ГС при 200 К

Параметр	^{63}Cu	^{65}Cu
g_{xx}	2.063(1)	2.063(2)
g_{yy}	2.068(1)	2.068(2)
g_{zz}	2.410(1)	2.410(1)
$g_{xy} + g_{yx}$	$\pm 0.009(3)$	$\pm 0.009(3)$
$A_{xx} = A_{yy}$	-21(5)	-17(10)
A_{zz}	-361(3)	-385(3)
Q_{20}	17(3)	19(8)

Примечание. Абсолютные значения A_{xy} , A_{yx} , Q_{22} , \tilde{Q}_{22} не превышают 15 MHz. Два знака ($g_{xy} + g_{yx}$) соответствуют центрам в противоположных сегнетоэлектрических доменах. Значения A_{ij} , Q_{nm} приведены в MHz.

Следует отметить, что в работах [1,2] знаки параметров спинового гамильтониана приведены в предположении положительности A_{zz} . Согласно [12], изотропная константа сверхтонкого взаимодействия Cu^{2+} отрицательна, и, значит, доминирующая $A_{zz} < 0$. В таблице параметры H_{sp} приведены с учетом этого обстоятельства.

Как уже сообщалось [11], при температурах ниже 200 К в спектре слаболегированных образцов достаточно хорошо разрешается суперсверхтонкая структура (ССТС, рис. 6), имеющая практически одинаковый вид на всех сверхтонких компонентах двух изотопов и обусловленная взаимодействием с ядрами ^{207}Pb ($I = 1/2$, естественная распространенность 22.6%). При разориентации от $\mathbf{B} \parallel z$ в направлениях x и y на углы до 60° наблюдается небольшое ($\approx 15\%$) увеличение супер-

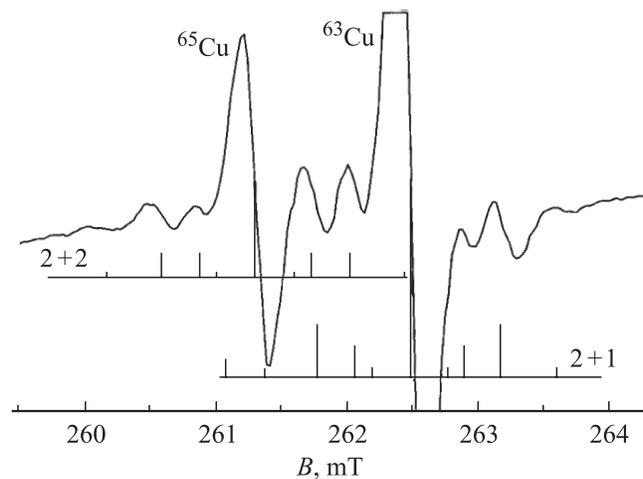


Рис. 6. Суперсверхтонкая структура низкополевой сверхтонкой компоненты центров Cu^{2+} в ГС при $\mathbf{B} \parallel z$, $T = 145 \text{ K}$, 0.015% Cu.

сверхтонких расщеплений. Наблюдаемую ССТС центров Cu^{2+} можно объяснить, предполагая взаимодействие с двумя системами эквивалентных ядер свинца. В одной системе имеется два ядра с параметром взаимодействия $A_L \approx 50$ МГц при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{z}$, вторая система представлена одним или двумя эквивалентными ядрами с $A_L \approx 30$ МГц. Расположение и интенсивности компонент ССТС для моделей „2 + 2“ и „2 + 1“ приведены на рис. 4 (сигналы, заметно меньшие приведенных, опущены). Видно, что модели различаются лишь относительными интенсивностями. Выбор между указанными моделями затруднен искажением формы (в частности, уменьшением видимой пиковой интенсивности) внутренних компонент ССТС крыльями интенсивного центрального сигнала. Наблюдаемые на рис. 5 различия экспериментального и расчетного спектров при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{x}$, возможно, обусловлены именно наличием ССТС.

3. Авторами [1–3] было показано, что Cu^{2+} замещает ион свинца в позициях Pb4 или Pb7 (обозначения работы [5]), имеющих в сегнетофазе группу локальной симметрии C_3 , а в параэлектрической фазе — C_{3h} (рис. 7, 8). Ближайшее кислородное окружение этих позиций представляет собой искаженную треугольную призму (с расстоянием до лигандов ~ 0.24 – 0.28 нм); кроме того, в окружении имеется треугольник из ионов O8, расположенный на половине высоты призмы и удаленный от позиции Pb4 на ~ 0.3 нм, а от Pb7 — на ~ 0.4 нм.

Экспериментальные значения компонент тензоров \mathbf{g} и \mathbf{A} в ГС (см. таблицу) характерны для ионов Cu^{2+} в кислородном октаэдре, вытянутом в направлении C_4 [13], или квадрате из ионов кислорода [14], представляющем предельный случай вытянутого октаэдра, при этом ось \mathbf{z} парамагнитного центра параллельна оси четвертого порядка октаэдра или квадрата. Такая конфигурация окружения иона меди в ГС может реализоваться в результате сдвига Cu^{2+} в середину почти квадратной боковой грани упомянутой выше кислородной призмы, в результате чего в случае смещения из позиции Pb7 формируется локальная плоскость отражения, перпендикулярная оси \mathbf{z} (см. раздел 2). При смещении из позиции Pb7 величина сдвига должна быть ~ 0.09 нм, а из позиции Pb4 — ~ 0.08 нм; такого порядка нецентральные смещения Cu^{2+} в направлении грани куба из ионов хлора или фтора зарегистрированы методами магнитного резонанса в SrCl_2 [15], SrF_2 [16,17] и BaF_2 [18].

В случае смещения из позиции Pb4 (рис. 7) ион Cu^{2+} оказывается на расстоянии ~ 0.2 нм от иона O8 (в пренебрежении релаксацией анионов), тогда как ближние ионы кислорода призмы отстоят на ~ 0.23 нм (O5) и ~ 0.26 нм (O10). Такое пятикратное окружение существенно отличается от канонических октаэдрического и квадратного и, конечно, не обладает зеркальной симметрией в плоскости xy гипотетического парамагнитного центра, что не свидетельствует в пользу локализации иона меди вблизи позиции Pb4.

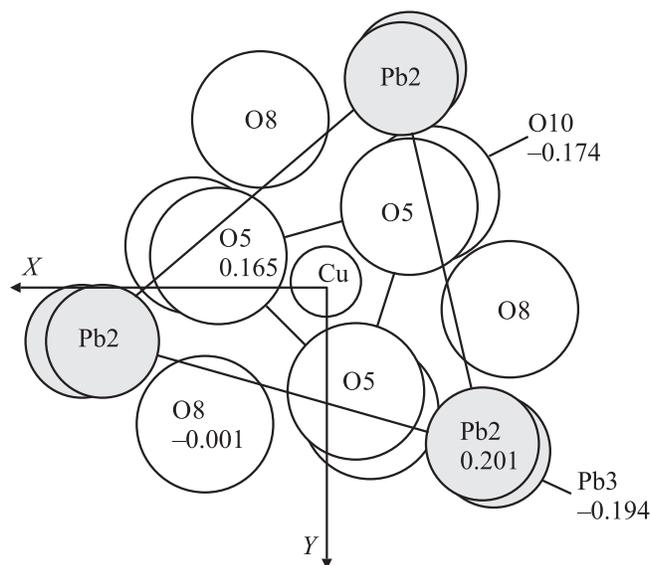


Рис. 7. Проекция на плоскость, перпендикулярную оси C_3 структуры ближайшего окружения Pb4 в ГС (обозначения работы [5]). Ион меди показан на месте Pb4, числа под обозначениями ионов указывают высоту над позицией Pb4. X, Y — оси кристаллофизической системы координат.

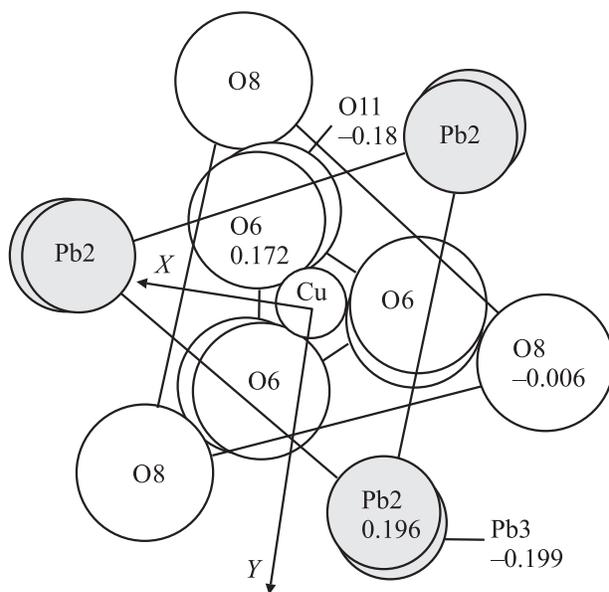


Рис. 8. Проекция на плоскость, перпендикулярную оси C_3 структуры ближайшего окружения Pb7 в ГС.

Из структуры ГС (рис. 7, 8) следует, что угол между направлением на грань кислородной призмы и кристаллофизической осью X, от которой ось \mathbf{z} парамагнитного центра отстоит на 4° (см. раздел 2), для позиции Pb4 составляет 19° , а для Pb7 — 7° . Это обстоятельство, на наш взгляд, также является весомым аргументом в пользу замещения ионом меди позиции Pb7.

Согласно [19,20], величина магнитного дипольного взаимодействия с ближайшими ядрами свинца в ГС составляет доли мегагерца, и им нельзя объяснить ни

наблюдаемую ССТС, ни ее анизотропию. Следовательно, скорее всего, обнаруженная ССТС обусловлена косвенным сверхтонким взаимодействием (за счет эффектов перекрывания электронных оболочек в цепочках $\text{Cu}^{2+}-\text{O}^{2-}-^{207}\text{Pb}^{2+}$). Величина взаимодействия зависит от длины связи и от так называемого угла связи. Для качественного объяснения наблюдаемой ССТС ограничимся лишь учетом зависимости доминирующего изотропного взаимодействия A_s от расстояния и будем аппроксимировать ее, как в [21], степенной функцией R^{-n} , где $n \approx 8$.

При комнатной температуре ближайшие позиции свинца Pb5, Pb6 для Pb4 и Pb8, Pb9 для Pb7 находятся на оси C_3 (выше и ниже) на расстояниях +0.365, -0.357, +0.341, -0.346 nm соответственно. Использование указанной выше радиальной зависимости в предположении сдвига иона меди из позиции Pb4 или Pb7 строго в плоскости, перпендикулярной оси C_3 , дает для верхнего и нижнего осевых ядер ^{207}Pb различие величин A_s порядка 7 МГц. Учитывая грубость используемой модели и экспериментальные погрешности, эти ядра можно считать эквивалентными и образующими первую систему с $A_L \approx 50$ МГц (см. раздел 2).

Взаимодействие порядка 30 МГц с более удаленными ядрами ионов Pb2, Pb3, входящими в состав треугольников из ионов свинца, в предположении только радиальной зависимости можно ожидать при сдвиге Cu^{2+} в направлении грани кислородной призмы на величину 0.05 nm в случае позиции Pb4 и 0.08 nm в случае Pb7. Следовательно, ядра ионов Pb2, Pb3 вполне могут выступать в качестве второй системы эквивалентных ядер (раздел 2). При этом в случае смещения из позиции Pb7 величина сдвига практически совпадает с расстоянием до грани кислородной призмы (0.09 nm). Таким образом, как наблюдаемую ССТС, так и моноклинную симметрию ($\sigma \perp z$) центра Cu^{2+} можно объяснить его локализацией вблизи позиции Pb7 в боковой грани ближайшей кислородной призмы.

К сожалению, полученную оценку сдвига иона меди из позиции Pb7 нельзя напрямую сравнить с величиной эффективного дипольного момента $d^* = 1.3 e \cdot \text{Å}$, приведенного в [1]. Это связано с тем, что измерения отношения интенсивностей (и, следовательно, населенностей) триклинных центров в сильном электрическом поле [1] дают информацию лишь о разности энергий этих конфигураций

$$\Delta \mathcal{E} = (\mathbf{d}_i \cdot \mathbf{E}) - (\mathbf{d}_j \cdot \mathbf{E}) = (\mathbf{d}_i^* \cdot \mathbf{E}_{\text{ex}}) - (\mathbf{d}_j^* \cdot \mathbf{E}_{\text{ex}}) \quad (3)$$

из выражения $n_i/n_j = \exp\{\Delta \mathcal{E}/kT\}$, где n_i — населенность, \mathbf{E} — локальное поле, \mathbf{d}_i — локальный дипольный момент, \mathbf{E}_{ex} — внешнее поле. В низкосимметричных кристаллах для локального поля часто используют формулу [22]

$$E = \gamma(\epsilon + 2)E_{\text{ex}}/3, \quad (4)$$

где ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость, γ — параметр, учитывающий вклад в локальное поле

ближнего окружения. Подставляя (4) в (3), получим $\gamma = 3d^*/d(\epsilon + 2)$. Считая, что дипольный момент парамагнитного центра в основном определяется сдвигом на 0.09 nm двухзарядного иона меди, и подставляя значение $\epsilon_{\perp} = 20$ при 300 К [23], слабо зависящее от температуры, получим $\gamma \approx 0.1$. Следует отметить, что такое же значение γ получено в [22] для ионов Li^+ , смещенных на $\sim 1 \text{ Å}$ относительно позиции K^+ в кристаллах со структурой перовскита KTaO_3 .

Относительно соотношения результатов, полученных здесь и в работе [1], отметим следующее. Авторами [24] при обсуждении большого смещения ионов Cu^{2+} из центра ближайшего куба лигандов в SrCl_2 [15], SrF_2 [16,17] и BaF_2 [18] было показано, что объяснить наблюдаемые смещения, приводящие к изменению координационного числа, невозможно без учета ковалентных эффектов. При этом наличие орбитального вырождения основного состояния не является обязательным условием для нецентрального смещения. Вместе с тем результирующая перестройка химических связей может быть обусловлена действующим на начальной стадии процесса линейным псевдоэффектом Яна–Теллера. В связи с этим сравнение электронной структуры, полученной для Cu^{2+} в позициях Pb4 и Pb7 в результате учета кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия, проведенное в [1], является недостаточным для окончательного заключения относительно локализации Cu^{2+} в ГС.

4. Существование в ЭПР-спектре центров Cu^{2+} доменного расщепления позволило выделить вклады недиагональных компонент тензоров \mathbf{g} , \mathbf{A} , \mathbf{Q} и обосновать наличие у парамагнитного центра эффективной плоскости отражения $\sigma \perp z$. Реализация ближайшего окружения Cu^{2+} в ГС такой симметрии возможна при смещении парамагнитного иона из позиции Pb7 в боковую грань треугольной кислородной призмы. Предлагаемая локализация неплохо объясняет наблюдаемую ССТС, обусловленную взаимодействием с ядерными спинами четырех ионов свинца, и подтверждается соотношением направлений гипотетического смещения иона меди и магнитной оси z .

Список литературы

- [1] В.А. Важенин, А.Д. Горлов, А.И. Кроткий, А.П. Потапов, К.М. Стариченко. ФТТ **31**, 187 (1989).
- [2] В.А. Важенин, А.Д. Горлов, А.И. Кроткий, А.П. Потапов, К.М. Стариченко. Препринт АН УССР. Ин-т проблем материаловедения, Киев (1989). В. 10. С. 5.
- [3] М.П. Трубицын, С. Ваплак, А.С. Ермаков. ФТТ **42**, 1303 (2000).
- [4] М.П. Трубицын, В.Г. Поздеев. ФТТ **42**, 2187 (2000).
- [5] Y.J. Iwata. Phys. Soc. Jap. **43**, 961 (1977).
- [6] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1975). С. 618.
- [7] M.I. Kay, R.E. Newnham, R.W. Wolfe. Ferroelectrics **9**, 1 (1975).

- [8] И.А. Гаврилов. ФТТ **16**, 3020 (1974).
- [9] М.Л. Мейльман, М.И. Самойлович. Введение в спектроскопию ЭПР активированных монокристаллов. Атомиздат, М. (1977). 270 с.
- [10] J.R. Pilbrow, M.R. Lowrey. Rep. Progr. Phys. **43**, 433 (1980).
- [11] В.А. Важенин, В.Б. Гусева, А.П. Потапов, М.Ю. Артемов. ФТТ **48**, 1453 (2006).
- [12] А. Абрагам, Б. Блини. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Мир, М. (1972). 651 с.
- [13] Ю.В. Яблоков, А.Е. Усачев, Т.А. Иванова. Радиоспектроскопия конденсированных сред. Сб. статей. Наука, М. (1990). С. 147.
- [14] S.K. Misra, K. Kumar. J. Chem. Phys. **84**, 2514 (1986).
- [15] H. Bill. Phys. Lett. A **44**, 101 (1973).
- [16] М.М. Зарипов, В.А. Уланов. ФТТ **31**, 251 (1989).
- [17] И.И. Фазлижанов, В.А. Уланов, М.М. Зарипов. ФТТ **43**, 1052 (2001).
- [18] М.М. Зарипов, В.А. Уланов. ФТТ **31**, 254 (1989).
- [19] А.Д. Горлов, Ю.А. Шерстков, А.П. Потапов. ФТТ **20**, 2834 (1978).
- [20] А.И. Рокеах, Н.В. Легких, Ю.А. Шерстков, А.Е. Сибиряков. ФТТ **26**, 151 (1984).
- [21] M. Moreno, M.T. Barriuso, J.A. Aramburu. Appl. Magn. Res. **3**, 283 (1992).
- [22] Б.Е. Вугмейстер, М.Д. Глинчук, А.П. Печеный. ФТТ **26**, 3389 (1984).
- [23] H. Iwasaki, S. Mjuzawa, H. Koizumi, K. Sugii, N. Niizeki. J. Appl. Phys. **43**, 4907 (1972).
- [24] P.G. Fernandez, J.A. Aramburu, M.T. Barriuso, M. Moreno. Phys. Rev. B **69**, 174 110 (2004).