

Селективное усреднение ЭПР переходов высокоспинового центра вблизи их случайного совпадения

© В.А. Важенин, В.Б. Гусева, М.Ю. Артемов

Научно-исследовательский институт физики и прикладной математики при Уральском государственном университете, 620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: vladimir.vazhenin@usu.ru

(Поступила в Редакцию 26 июня 2001 г.)

Исследовано усреднение части спиновых пакетов двух переходов тригонального центра Gd^{3+} в сегнетоэлектрическом германате свинца вблизи совпадения их положений, приводящее к появлению дополнительного ЭПР сигнала. В результате компьютерной симуляции экспериментального спектра получена температурная зависимость времени спин-решеточной релаксации, связывающей дублеты, в которых происходят резонансные переходы, и приводящей к селективному усреднению пакетов. В районе структурного сегнетоэлектрического перехода обнаружено увеличение скорости релаксации как внутридублетных, так и междублетных переходов.

Работа выполнена при частичной поддержке Американского фонда гражданских исследований и развития для независимых государств бывшего Советского Союза (грант N REC-005).

Электронный парамагнитный резонанс успешно используется для детектирования структурных фазовых переходов, определения величины и температурного поведения локального параметра порядка, исследования релаксационных характеристик парамагнитных дефектов, отражающих критическую динамику решетки [1,2]. В случае высокотемпературных структурных превращений большие скорости передачи энергии от спиновой системы в решетку вынуждают довольствоваться релаксационными параметрами, получаемыми из анализа формы линии, который чрезвычайно осложняется существованием альтернативных температурно-зависимых механизмов уширения [1,3]. Эффекты, изучаемые в данной работе, по крайней мере в некоторых материалах могут способствовать исследованиям спиновой релаксации в окрестности структурного превращения.

1. В легированном гадолинием германате свинца (ГС) $Pb_5Ge_3O_{11}$ (сегнетоэлектрический переход $P3(C_3^1) \leftrightarrow P\bar{6}(C_{3h}^1)$ при $T_c = 450$ К [4]) наблюдается ЭПР спектр тригонального центра Gd^{3+} , для которого хорошо выполняется приближение сильного магнитного поля (рис. 1). В произвольной ориентации магнитного поля вырождение спектров ионов Gd^{3+} , находящихся в противоположных доменах, снимается. Между сигналами $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$, принадлежащими одному типу доменов, вблизи совпадения их резонансных положений (полярный угол магнитного поля $\theta_0 \approx 41^\circ$, $z \parallel C_3$) авторами [5–7] наблюдался дополнительный сигнал, величина которого росла с уменьшением расстояния между исходными сигналами (рис. 2). Было показано, что причиной этого сигнала не может быть многоквантовый переход, хотя в окрестности пересечения угловых зависимостей переходов $4 \leftrightarrow 5$ и $3 \leftrightarrow 4$, а также $4 \leftrightarrow 5$ и $5 \leftrightarrow 6$, $3 \leftrightarrow 4$ и $2 \leftrightarrow 3$, $5 \leftrightarrow 6$ и $6 \leftrightarrow 7$ отчетливо наблюдаются двухквантовые переходы.

Для объяснения появления дополнительного сигнала в [5–7] предполагалось существование быстрых релак-

сационных переходов между дублетами $3-4$ и $5-6$, приводящих к усреднению части пар спиновых пакетов, принадлежащих указанным ЭПР переходам и соответствующих одному локальному кристаллическому полю („изополевых“).

Необходимым условием усреднения этих пакетов является неравенство $W > \Delta\nu$, где W — вероятность релаксационных переходов между дублетами, $\Delta\nu$ — расстояние между пакетами в спектре в частотных единицах. Ключевым моментом предлагаемой модели является квазисимметричное расположение (см. далее и

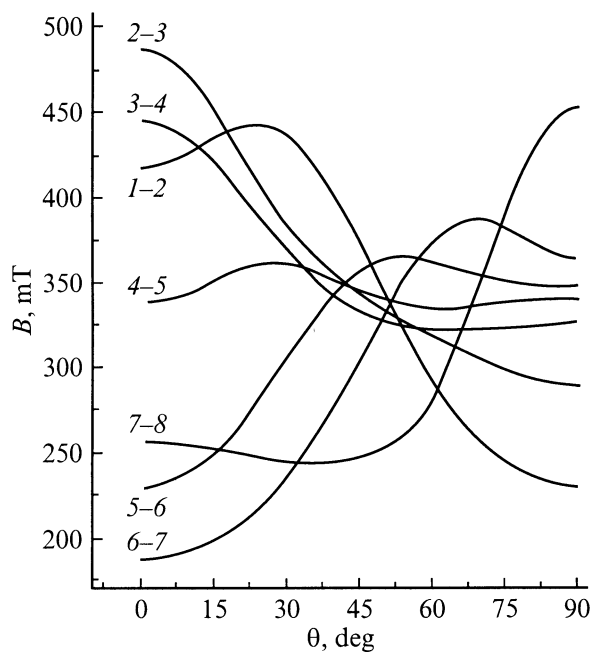


Рис. 1. Полярная угловая зависимость положений переходов тригонального центра Gd^{3+} в плоскости zy . Нумерация уровней энергии снизу вверх.

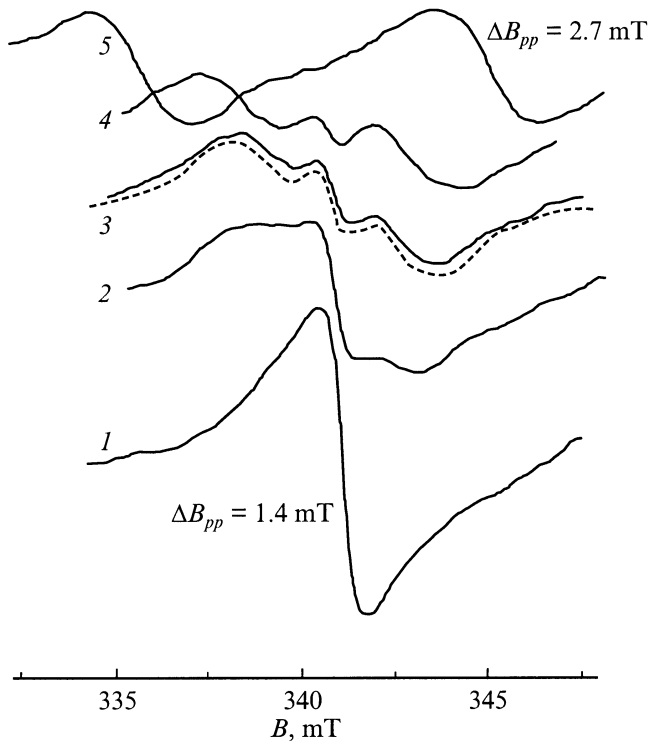


Рис. 2. Вид спектра ЭПР вблизи совпадения положений переходов $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$ при 458 К ($0.05\% \text{Gd}_2\text{O}_3$). 1 — $\Delta\theta = 0$, 2 — 0.5, 3 — 0.63, 4 — 0.75, 5 — 1.75° . Штриховая линия — результат описания формулой (4). ΔB_{pp} — ширина между точками экстремумов производной сигнала поглощения.

рис. 3) „изополевых“ спиновых пакетов в паре исходных ЭПР сигналов. В случае антисимметричного расположения „изополевых“ пакетов $\Delta\nu$ для всех пар примерно одинаково и селекция усреднения не происходит. В [5–7] предполагалось, что такой характер неоднородного уширения обусловлен разбросом величины спонтанной поляризации, а следовательно, и линейно с ней связанного параметра спинового гамильтониана b_{43} . В результате авторам [5–7] удалось качественно описать основные закономерности поведения дополнительного ЭПР сигнала. В качестве механизмов, вызывающих переходы между исходными дублетами, рассматривались кроссрелаксация и спин-решеточное взаимодействие. Таким образом, наблюдаемая в ГС особенность ЭПР спектра аналогична эффектам, возникающим при учете релаксации без переворота спина между крамерсовыми дублетами, происходящими из вибронного дублета, расщепленного в результате взаимодействия со случайными деформациями [8,9], а также близка по природе к кроссингулярным эффектам в ЯМР поликристаллов [10].

В работе [11] было показано, что по крайней мере в окрестности сегнетоэлектрического перехода ($\sim \pm 50$ К) основным механизмом неоднородного уширения спектра тригональных центров Gd^{3+} в ГС в произвольной ($\theta \neq 0, 90^\circ$) ориентации поляризующего магнитного по-

ля является статическая модуляция параметра спинового гамильтониана b_{21} (c_{21}), увеличивающаяся при приближении к температуре структурного превращения. Разброс b_{43} вносит заметный, но не доминирующий вклад при азимутальных углах φ , близких к нулю.

Наши расчеты показали, что характер расположения спин-пакетов на переходах $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$ за счет флуктуаций b_{21} (рис. 3) аналогичен распределению пакетов в результате модуляции b_{43} , следовательно, подход [5–7] в объяснении дополнительного сигнала остается в силе.

На сильную зависимость величины эффекта от степени неоднородного уширения исходных линий указывает изменение формы ЭПР спектра вблизи совпадения резонансных положений при включении внешнего электрического поля (рис. 4). Наблюдаемое уменьшение интенсивности дополнительного сигнала обусловлено уменьшением неоднородной ширины исходных сигналов в электрическом поле, обнаруженным в работе [11] и связанным, по-видимому, с насыщением поляризуемости.

Задачей настоящей работы является количественное описание спектра с дополнительным сигналом вблизи совпадения резонансных положений ЭПР переходов и получение температурного поведения в районе сегнетоэлектрического перехода скоростей внутридублетной и междудублетной релаксации.

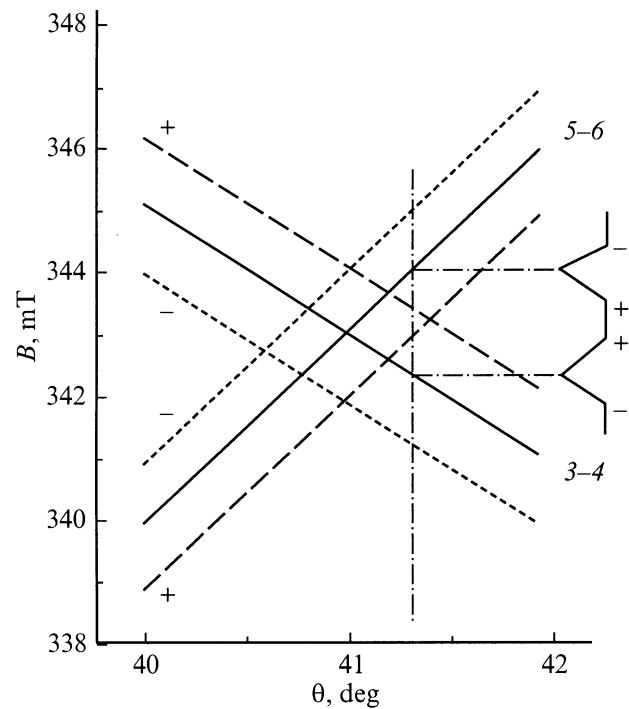


Рис. 3. Фрагмент полярной угловой зависимости переходов $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$ (рис. 1), иллюстрирующий формирование квазисимметричного расположения спиновых пакетов. Сплошные линии — $b_{21} = 0$, штриховые — $b_{21} = +100$ МГц, пунктирные — $b_{21} = -100$ МГц. Справа на линиях поглощения знаками „+“ и „-“ показано положение „изополевых“ пакетов, соответствующих максимальному и минимальному значениям b_{21} .

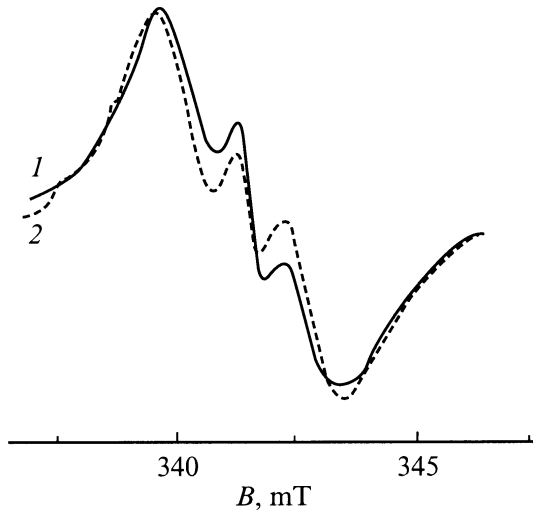


Рис. 4. Спектр ЭПР вблизи совпадения положений переходов $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$ при 454 К и $\Delta\theta = 0.5^\circ$ на слаболегированном образце. 1 — без поля, 2 — $E = 7 \text{ kV/cm}$.

2. Измерения проводились с помощью спектрометра ЭПР трехсантиметрового диапазона на образцах монокристаллов ГС, выращенных в атмосфере воздуха или азота методом Чохральского из расплава стехиометрического состава с примесью 0.0075 и 0.05 mol.% Gd_2O_3 . Во избежание перекрытия исследуемых переходов с сигналами центров в противоположных доменах перед каждым циклом температурных измерений образцы монодоменизировались.

При каждой температуре спектр ЭПР регистрировался в точке совпадения резонансных положений исходных переходов ($\Delta\theta = \theta - \theta_0 = 0$); при „большой“ разориентации ($\Delta\theta = 1.5\text{--}2^\circ$), где дополнительный сигнал отсутствует, а искажение исходных сигналов из-за междублетной релаксации невелико; при „малой“ разориентации ($\Delta\theta = 0.3\text{--}0.6^\circ$), где эффекты усреднения спиновых пакетов наиболее заметны (рис. 2). На первом этапе измерений (магнитное поле расположено в плоскости zx , соответствующей максимальному расщеплению между одноименными переходами центров Gd^{3+} в противоположных доменах) было обнаружено, что вблизи T_c происходит заметная полидоменизация образца, приводящая к неконтролируемому искажению формы регистрируемых сигналов, особенно нетерпимому при $\Delta\theta = 0.3\text{--}0.6^\circ$. В связи с этим дальнейшие измерения проводились в плоскости zy , где сигналы от центров в разных доменах совпадают.

3. Для определения вероятности междублетных переходов проводился компьютерный синтез формы ЭПР спектра с дополнительным сигналом, использующий выражение [12], полученное для описания спектра спиновой системы, имеющей несколько близких частот с бесконечно узкими линиями и совершающей переходы (движение) между уровнями, соответствующими этим

частотам,

$$I(\omega) = \text{Re} \{ \mathbf{W} \cdot \mathbf{A}(\omega)^{-1} \cdot \mathbf{1} \}, \quad (1)$$

где \mathbf{W} — вектор с компонентами, равными вероятностям исходных переходов, $\mathbf{1}$ — единичный вектор; в случае двух близких частот матрица

$$\mathbf{A}(\omega) = \begin{vmatrix} i(-\omega + \delta) - \Omega & \Omega \\ \Omega & -i(\omega + \delta) - \Omega \end{vmatrix}, \quad (2)$$

Ω — вероятность перехода от одной частоты к другой, $\pm\delta$ — исходные частоты.

В отличие от (1) нами предполагалось, что исходные линии состоят из пакетов лоренцевой формы с интенсивностями, имеющими гауссово распределение

$$I(B) = \sum_{n=-m}^m \frac{I_0 \exp(-n/\sigma)^2}{1 + [\alpha T_{\text{eff}}(B - B_0 - n)]^2}, \quad (3)$$

где B — магнитная индукция, B_0 — резонансное положение, $2m + 1$ — количество спиновых пакетов, $\alpha = 2\pi g_{\text{eff}}\beta/h$, T_{eff} — эффективное время релаксации, обуславливающее однородное уширение линии, σ — параметр, характеризующий неоднородное уширение.

В этом случае выражение для формы ЭПР спектра вблизи случайного совпадения переходов имеет вид (учитывающий упомянутое выше квазисимметричное расположение пакетов)

$$I(B) = - \sum_{n=-m}^m \text{Re} (\mathbf{W} \cdot \mathbf{A}(B)^{-1} \cdot \mathbf{1}) \exp(-n/\sigma)^2, \quad (4)$$

$\mathbf{A}(B) =$

$$\begin{vmatrix} i\alpha(a + n - B) - \frac{1}{T_{\text{eff}}} - \frac{1}{2\tau} & \frac{1}{2\tau} \\ \frac{1}{2\tau} & i\alpha(b - n - B) - \frac{1}{T_{\text{eff}}} - \frac{1}{2\tau} \end{vmatrix}, \quad (5)$$

где a и b — резонансные положения исходных сигналов, $1/2\tau$ — вероятность перехода от дублета к дублету, $d = \sigma_b/\sigma = \sigma_b/\sigma_a$ — отношение параметров неоднородного уширения исходных линий.

Симуляция ЭПР спектра возможна и с использованием формул работы [13], полученных при совместном решении уравнений Блоха для двух низкоспиновых систем, связанных обменом. Однако меньшая гибкость последних (например, невозможность корректного учета различия вероятностей исходных переходов) заметно ухудшает качество описания экспериментального спектра.

Во избежание неоднозначности нахождения параметров синтезируемого ЭПР спектра необходимо аккуратно определить их затравочные значения. Резонансные положения, измеренные при $\Delta\theta = 0$ и $1.5\text{--}2^\circ$, использовались для нахождения положений исходных

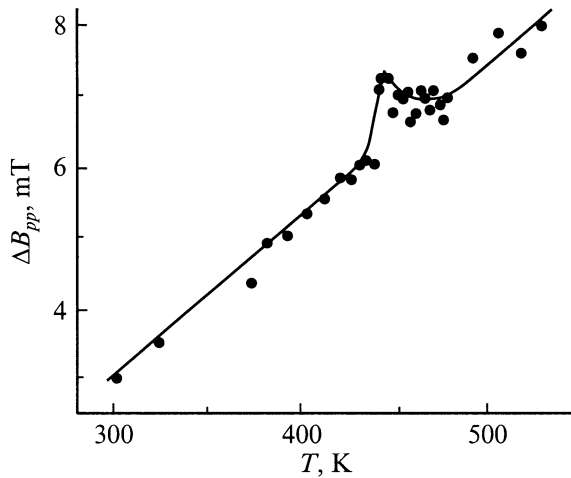


Рис. 5. Зависимость от температуры ширины линии (расстояние между экстремумами первой производной сигнала поглощения) перехода $4 \leftrightarrow 5$ при $\mathbf{B} \parallel C_3$.

переходов (a, b) в случае отсутствия эффектов усреднения спиновых пакетов. Время релаксации T_{eff} оценивалось из температурной зависимости ширины перехода $4 \leftrightarrow 5$ при $\mathbf{B} \parallel C_3$ (рис. 5), имеющего крайне малую ширину при низких температурах и не подверженного уширению за счет разброса параметров тонкой структуры, т.е. предполагалась крайне слабая зависимость времени релаксации от типа перехода и ориентации поляризующего поля. Такое предположение было сделано в связи со сложностью выделения релаксационного вклада в ширину линии переходов $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$ из-за сильной температурной зависимости неоднородного уширения [11] (см. также рис. 6). Оценка σ_b , σ_a и отношения вероятностей исходных переходов проводилась путем синтеза с помощью (3) (при заданном значении T_{eff}) формы исходных линий при „большой“ разориентации $\Delta\theta$. Отношение интенсивностей и параметров неоднородного уширения исходных сигналов $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$ вблизи совпадения были близки к единице.

В процессе симуляции спектра при „малой“ разориентации $\Delta\theta$ допускалось варьирование затравочных параметров только в пределах их погрешности. Полученный спектр после дифференцирования сравнивался с экспериментальным, представляющим первую производную спектра поглощения. Пример описания наблюдаемого спектра предлагаемой моделью приведен на рис. 2 (кривая 3). Хуже всего поддаются описанию крылья трехкомпонентного ЭПР сигнала, которые спадают медленнее расчетных. Причиной этого, на наш взгляд, является существование квазинепрерывного спектра триклинных центров, имеющих сигналы на крыльях тригонального и возникающих в результате локальной компенсации избыточного заряда Gd^{3+} [14], а также неучет сигналов от нечетных изотопов ^{155}Gd и ^{157}Gd (естественная распространенность для каждого $\approx 15\%$). Включение в расчетную модель сигналов от нечетных изотопов

затруднено из-за сложной при $\theta \neq 0, 90^\circ$ сверхтонкой структуры (величины расщеплений при $\theta \approx 41^\circ$ составляют десятки мегагерц), объясненной сильным квадрупольному взаимодействию [15].

Температурное поведение параметров неоднородного и однородного уширения, а также времени междублетной релаксации для двух концентраций парамагнитной примеси, полученное в результате симуляции ЭПР спектра, приведено на рис. 6–8. Зависимости $\sigma(T)$ (рис. 6) качественно согласуются с данными [11] о поведении неоднородного уширения линии Gd^{3+} в окрестности сегнетоэлектрического перехода.

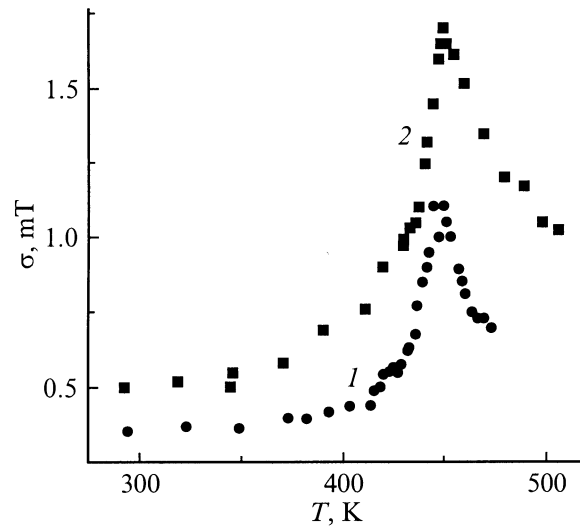


Рис. 6. Температурная зависимость σ . 1 — 0.0075% Gd_2O_3 , 2 — 0.05% Gd_2O_3 .

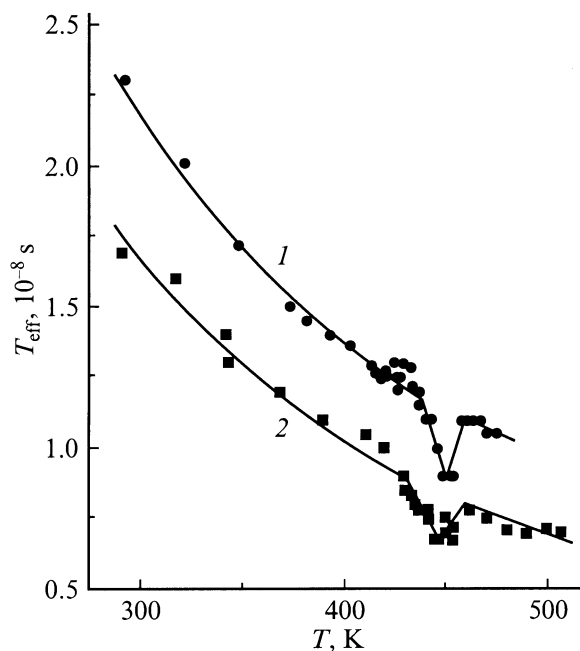


Рис. 7. Зависимость от температуры T_{eff} . 1 — 0.0075% Gd_2O_3 , 2 — 0.05% Gd_2O_3 .

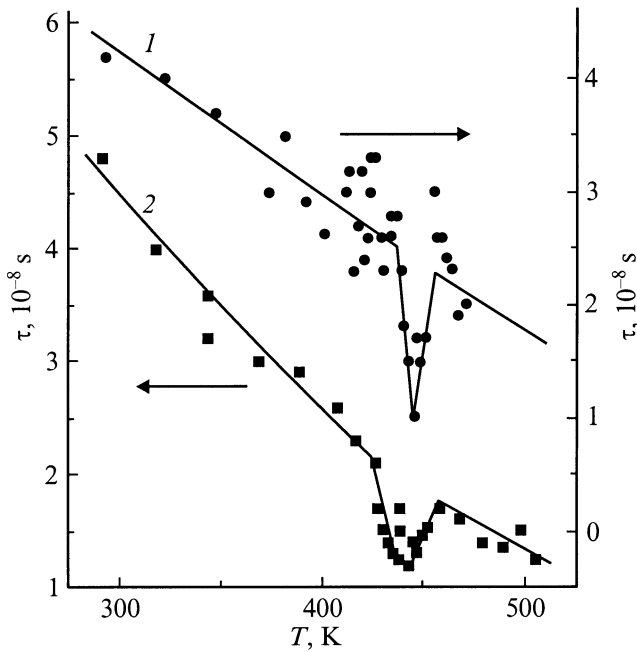


Рис. 8. Температурное поведение τ . 1 — 0.0075% Gd_2O_3 , 2 — 0.05% Gd_2O_3 .

Сильная зависимость T_{eff} от температуры и слабая от концентрации (рис. 7) говорит о том, что однородное уширение сигналов контролируется процессами спин-решеточной релаксации. Слабое отклонение от монотонной температурной зависимости ширины перехода $4 \leftrightarrow 5$ при $\mathbf{B} \parallel C_3$ вблизи структурного превращения (рис. 5) можно было бы отнести на счет ошибок измерений, однако симуляция адекватного экспериментальному спектра с дополнительным сигналом в предположении монотонной $T_{\text{eff}}(T)$ оказалась невозможной.

Температурная и концентрационная зависимости времени τ (рис. 8) в целом аналогичны зависимостям T_{eff} (зависимость для образца с малой концентрацией гадолиния представлена прямой в связи с большими погрешностями определения τ). Этот факт подтверждает вывод [7] о том, что междублетная релаксация обусловлена спин-решеточным взаимодействием. При этом $\tau(T)$, так же как $T_{\text{eff}}(T)$, имеет узкий минимум в районе сегнетоэлектрического перехода. Такого типа особенность в поведении времени спин-решеточной релаксации, определенной из измерений ширины линии ЭПР, вблизи T_c , наблюдалась в $\text{BaTiO}_3:\text{Mn}^{2+}$ [16] и была отнесена за счет аномалии во взаимодействии спиновой системы с поперечными оптическими колебаниями [17–19]. Увеличение скорости спин-решеточной релаксации вблизи структурного превращения также наблюдалось в ЯМР NaNbO_3 на ядрах ^{23}Na [20] и, возможно, в PbTiO_3 на примесных ионах Fe^{3+} [21]. В [2] на центрах Mn^{2+} в трисаркозинкальция хлориде при фазовом переходе, напротив, наблюдалось увеличение времени спин-решеточной релаксации.

4. Представляет несомненный интерес наблюдение и исследование проявлений релаксационного усреднения в иных (рис. 1) случайных совпадениях резонансных положений ЭПР переходов.

Вблизи пересечения угловых зависимостей переходов, имеющих общий энергетический уровень, обсуждаемые эффекты не могут иметь места, но хорошо наблюдаются двухквантовые переходы (раздел 1). В районах совпадения резонансных положений переходов, происходящих в дублетах, разделенных (так же как переходы $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$) одним энергетическим интервалом, только для переходов $2 \leftrightarrow 3$ и $4 \leftrightarrow 5$ реализуется квазисимметричное расположение „изополевых“ спин-пакетов. Анализ выражений (4), (5) в случае антисимметричного расположения спиновых пакетов показал, что влияние движения (релаксационных переходов) на форму и ширину линии в этом случае минимально.

Тщательное исследование спектра вблизи совпадения переходов $2 \leftrightarrow 3$ и $4 \leftrightarrow 5$ ($\theta_0 \approx 42^\circ$) не обнаружило следов дополнительного сигнала, наблюдение которого осложняется большим отличием интенсивностей и ширины исходных линий, причем с приближением к T_c это отличие увеличивается.

Однако в работе [7] было показано, что спектр ЭПР и в точном совпадении резонансных положений ($\Delta\theta = 0$) исходных переходов возмущен эффектами усреднения. Действительно, на рис. 2 хорошо видно, что ширина результирующей линии при $\Delta\theta = 0$ (кривая 1) заметно меньше ширины исходных сигналов (кривая 5). Спектр при $\Delta\theta = 0$ переходов $2 \leftrightarrow 3$ и $4 \leftrightarrow 5$, приведенный на рис. 9, также демонстрирует небольшое сужение результирующей линии относительно суммы исходных, что свидетельствует об усреднении спиновых пакетов и в этом случае. К сожалению, точность определения времен релаксации при полном совпадении положений исходных переходов очень низка.

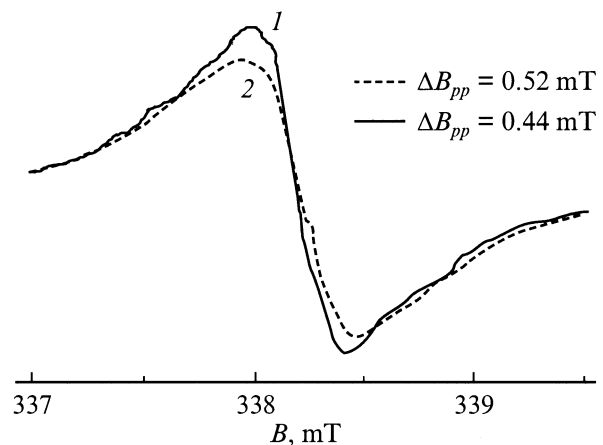


Рис. 9. Вид спектра ЭПР в точном совпадении положений переходов $2 \leftrightarrow 3$ и $4 \leftrightarrow 5$ при комнатной температуре. 1 — эксперимент, 2 — сумма исходных сигналов без учета междублетной релаксации.

В окрестности совпадений резонансных положений переходов, происходящих в дублетах, разделенных двумя энергетическими интервалами, спин-пакеты, обусловленные модуляцией b_{21} , расположены квазисимметрично для переходов $3 \leftrightarrow 4$ и $6 \leftrightarrow 7$, $2 \leftrightarrow 3$ и $5 \leftrightarrow 6$, $4 \leftrightarrow 5$ и $7 \leftrightarrow 8$. Однако район пересечения угловых зависимостей переходов $2 \leftrightarrow 3$ и $5 \leftrightarrow 6$ перекрыт интенсивным сигналом $4 \leftrightarrow 5$, а интенсивности переходов $4 \leftrightarrow 5$ и $7 \leftrightarrow 8$ абсолютно несравнимы. Исследования спектра вблизи совпадения сигналов $3 \leftrightarrow 4$ и $6 \leftrightarrow 7$, также имеющих заметно различные пиковые интенсивности ($I_{34}/I_{67} \approx 3$ при $\Delta B_{pp67}/\Delta B_{pp34} \approx 1.5$), не обнаружили признаков взаимодействия спин-пакетов.

Не было замечено эффектов усреднения и в районе пересечения угловых зависимостей переходов, разделенных тремя интервалами. В этой группе наиболее перспективным для обнаружения дополнительного сигнала в смысле соотношения интенсивностей ($I_{23}/I_{67} \approx 2.5$) является пересечение зависимостей переходов $2 \leftrightarrow 3$ и $6 \leftrightarrow 7$, происходящее между двумя интенсивными ЭПР сигналами.

Компьютерное моделирование трехкомпонентного спектра выражениями (4), (5) показало, что увеличение отношения интенсивностей исходных сигналов до четырех или σ_b/σ_a до двух при сохранении значений релаксационных параметров приводит к спектру без заметных признаков дополнительного сигнала. Этот факт, по нашему мнению, вполне объясняет отсутствие дополнительного сигнала в иных, чем $3 \leftrightarrow 4$ и $5 \leftrightarrow 6$, пересечениях угловых зависимостей положений сигналов с квазисимметричным расположением спиновых пакетов. Кроме того, для наблюдения трехкомпонентного спектра необходимо выполнение определенных соотношений между $T_{\text{эфф}}$, τ и σ . Из данных рис. 6–8 следует, что дополнительный сигнал наблюдается при близких значениях величин $g_{\text{эфф}}\beta\sigma$, $1/2\pi T_{\text{эфф}}$ и $1/2\pi\tau$. Изменения в спектре, связанные с междудублетной релаксацией, становятся наиболее заметными при увеличении ее скорости, однако в рамках нашей модели скорость междудублетной релаксации не может превышать скорость релаксации внутри дублета, поэтому оптимальное соотношение, связывающее τ с $T_{\text{эфф}}$, выглядит как $\tau \approx T_{\text{эфф}}$. Поскольку появление дополнительного сигнала невозможно в отсутствие неоднородного уширения, еще одним условием наблюдения трехкомпонентного спектра является соотношение $1/2\pi T_{\text{эфф}} \leq g_{\text{эфф}}\beta\sigma$.

Характер ЭПР спектра многих высокоспиновых парамагнитных центров осевой симметрии в основном определяется аксиальным параметром спинового гамильтониана b_{20} , флуктуирующим в результате дефектности кристалла [22]. При наличии разброса b_{20} по крайней мере в случае выполнения приближения сильного магнитного поля на полярной угловой зависимости положений переходов реализуются точки совпадения сигналов с квазисимметричным расположением „изополевых“ спин-пакетов. Однако необходимость удовлетворения указанных выше соотношений $T_{\text{эфф}}$, τ , σ и требований

к интенсивности и ширине исходных сигналов делает вероятность обнаружения селективного усреднения ЭПР спектра невысокой.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.Н. Легких за помощь в измерениях и обработке спектров, а Н.А. Легких за обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] G.F. Reiter, W. Brelinger, K.A. Müller, P. Heller. Phys. Rev. **B21**, 1, 1 (1980).
- [2] W. Windsch, G. Volkel. Ferroelectrics **24**, 195 (1980).
- [3] Б.Е. Вугмейстер, М.Д. Глинчук, А.А. Кармазин, И.В. Кондакова. ФТТ **23**, 5, 1380 (1981).
- [4] Y. Iwata. J. Phys. Japan **43**, 961 (1977).
- [5] В.А. Важенин, К.М. Стариченко. Письма в ЖЭТФ **51**, 8, 406 (1990).
- [6] В.А. Важенин, К.М. Стариченко. ФТТ **34**, 1, 172 (1992).
- [7] В.А. Важенин, К.М. Стариченко, А.Д. Горлов. ФТТ **35**, 9, 2450 (1993).
- [8] J.R. Herrington, T.L. Estle, L.A. Boatner. Phys. Rev. **B3**, 9, 2933 (1971).
- [9] И.Б. Берсукер, В.З. Полингер. Вибронные взаимодействия в молекулах и кристаллах. Наука, М. (1983). 336 с.
- [10] Э.П. Зеер, В.Е. Зобов, О.В. Фалалеев. Новые эффекты в ЯМР поликристаллов. Наука, Новосибирск (1991). 184 с.
- [11] В.А. Важенин, Е.Л. Румянцев, М.Ю. Артемов, К.М. Стариченко. ФТТ **40**, 2, 321 (1998).
- [12] А. Абрагам. Ядерный магнетизм. ИЛ, М. (1963). 551 с.
- [13] H.S. Gutowsky, S.H. Holm. J. Chem. Phys. **25**, 6, 1228 (1956).
- [14] В.А. Важенин, К.М. Стариченко, А.В. Гурьев. ФТТ **30**, 5, 1443 (1988).
- [15] А.Д. Горлов, А.П. Потапов, Ю.А. Шерстков. ФТТ **27**, 3, 625 (1985).
- [16] В.В. Шапкин, Б.А. Громов, Г.Т. Петров, Я.Г. Гиршберг, Э.В. Бурсиан. ФТТ **15**, 5, 1401 (1973).
- [17] Б.И. Кочелаев. ЖЭТФ **37**, 242 (1959).
- [18] N. Kumar, K.P. Sinha. Physica **34**, 387 (1967).
- [19] C.Y. Huang. Phys. Rev. **161**, 2, 272 (1967).
- [20] G. Bonera, F. Borsa, A. Rigamonti. J. Phys. **33**, C2, 195 (1972).
- [21] С.Т. Кириллов, Ю.Г. Плахотников. Письма в ЖЭТФ **34**, 11, 572 (1981).
- [22] Н.В. Карлов, А.А. Маненков. Квантовые усилители. ВИНТИ, М. (1966). 335 с.