

Угловая зависимость времен релаксации ядер ^{139}La в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$

© Э.Х. Халваши

Государственный университет им. Шота Руставели,
Батуми, Грузия

E-mail: envkhal@rambler.ru, envkhal@bsu.edu.ge

(Поступила в Редакцию 24 декабря 2007 г.)

В окончательной редакции 30 апреля 2008 г.)

Рассмотрена релаксация намагниченности ядер ^{139}La в лантановых манганитах — материалах с анизотропными взаимодействиями локализованных электронных спинов: взаимодействием Дзялошинского–Мории и взаимодействием с кристаллическим полем. Получены выражения для времен релаксации продольной и поперечных компонент ядерной намагниченности и построены графики их угловой зависимости для соединения $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$. В отличие от электронной релаксации в анизотропию ядерной релаксации вносит также вклад сдвиг электронной зеемановской частоты. Теоретические численные значения времен ядерной релаксации и их отношения соответствуют диапазону экспериментальных данных в рассмотренных соединениях. Полученные результаты могут иметь прикладное значение в устройствах, использующих подобные материалы и стимулировать постановку новых экспериментов.

PACS: 76.20.+q, 76.60.-k, 71.10.-w, 76.30.-v, 76.30.Pk

1. Введение

В ядерном магнитном резонансе (ЯМР) хорошо известна зависимость релаксации от направления постоянного магнитного поля относительно кристаллографических осей твердого тела [1,2]. Однако подобные исследования, насколько нам известно, еще не проводились в случае спиновой системы ядер ^{139}La в лантановых манганитах (ЛМ) $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (x указывает долю примеси в соединении). Актуальность исследования ядерной и электронной спиновой релаксации в подобных соединениях обусловлена необычными магнитными и электрическими транспортными свойствами ЛМ (см. обзоры [3–5]).

Целью настоящей работы является теоретическое исследование угловой зависимости времен релаксации поперечных и продольной составляющих намагниченности ядер ^{139}La в ЛМ.

В качестве примера использована спиновая система ядер ^{139}La в $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ в парамагнитной и изоляторной фазе [6].

В дальнейшем мы используем результаты работы [7], которые, на наш взгляд, способствовали становлению правильных представлений в данной области исследований. В частности, в [7] теоретически обоснованы экспериментальные данные по релаксации ядер ^{139}La с неэквидистантным спектром в ЛМ [8–10].

В парамагнитном изоляторном состоянии в подобных материалах ядерная релаксация обычно обусловлена флуктуирующими локальными магнитными полями, создаваемыми на ядрах электронными спинами. Интенсивность и времена корреляции флуктуирующих локальных магнитных полей и градиентов электрических полей, вызывающих релаксацию ядер, определяют времена ядерной релаксации [11–15] (подобную информацию о

преобладании того или иного механизма ядерной релаксации в различных магнитных фазах в изоляторных образцах ЛМ можно найти в [7]). Таким образом, ясно, что в подобных материалах анизотропия электронной релаксации обусловит угловую зависимость времен релаксации поперечных и продольной компонент ядерной намагниченности.

С другой стороны в работе [16] с помощью общей немарковской теории [17] исследована угловая зависимость времен релаксации x -, y - и z -компонент намагниченности локализованных электронных спинов в материалах с взаимодействием Дзялошинского–Мории (ВДМ) и взаимодействием с кристаллическим полем (ВКП) в условиях электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). В работе [6] исследована угловая зависимость ширины и сдвига линии ЭПР в соединении $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$.

Очевидно, что результаты работ [6,16] вместе с данными работы [7] можно применить для решения поставленной задачи.

2. Вычисление времен анизотропной ядерной релаксации

Рассмотрим локализованную электронно-ядерную спиновую систему парамагнитного диэлектрического образца ЛМ (кристаллическая структура перовскита).

Спиновая система локализованных электронов составлена ионами Mn^{3+} со спином $S = 2$ и в нашем случае незначительной долей Mn^{4+} со спином $S = 3/2$. Структуру идеального кубического перовскита AMnO_3 можно представить как набор правильных октаэдров MnO_3 с общими вершинами (катион Mn^{3+} находится в центре октаэдра из ионов кислорода O^{2-}). Катион A (La или Sr) занимает центр кубооктаэдра. Соединение LaMnO_3 является орбитально-упорядоченной системой [4] (детали

орбитального упорядочения системы $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ см. в [6]). Из-за малой доли примеси Sr (вместе с ними и ионов Mn^{4+}) в соединении $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ при конкретных расчетах далее учтено значение спина Mn^{3+} : $S = 2$. Ядерный спин ^{139}La в ЛМ имеет значение $I = 7/2$; La находится, как уже отмечалось выше, в центре кубооктаэдра и „окружен“ восьмью ближайшими ионами Mn (детали квадрупольных характеристик ^{139}La см. в [7]). В настоящей работе рассматривается ЯМР на центральной частоте $-1/2 \rightarrow 1/2$.

Примем, что постоянное магнитное поле H_0 направлено вдоль оси z лабораторной системы координат x, y и z (ЛСК). Примем также, что вначале направление H_0 (оси z) совпадает с осью c кристаллографической системы координат (a, b, c) (КСК), а оси x и y направлены вдоль осей a и b соответственно.

Линейно поляризованное переменное магнитное поле, приложенное к ядерной спиновой системе и направленное вдоль оси x , считается малым возмущением и не будет включено в гамильтониан. Так же как и в [7], исследуется экспериментальная ситуация, когда роль квадрупольного гамильтониана сводится к превращению эквидистантных ядерных уровней в неэквидистантные, либо когда квадрупольная структура не разрешена и наблюдается одна линия ЯМР. Поэтому квадрупольный член мы также не включили в гамильтониан задачи. Полагаем также, что оси квантования электронных и ядерных спинов совпадают.

Не вдаваясь в подробности вычислений, которые можно найти в [7], выпишем гамильтониан этой системы

$$H = \omega_0 S^z - \omega_I I^z - 2J \sum_{j,k} \mathbf{S}_j \mathbf{S}_k + 2 \sum_{i,j} \sum_{\alpha,\beta} \lambda_{ij} S_i^\alpha S_j^\beta + \{D(S^z)^2 + E[(S^x)^2 - (S^y)^2]\} + H', \quad (1)$$

который наряду с зеемановскими энергиями электронных S и ядерных I спинов (первые два члена) включает обменную энергию электронных спинов (J — обменный интеграл ближайших соседних электронных спинов), операторы ВДМ, ВКП и электронно-ядерного взаимодействия (H'). Здесь $\omega_0 = g\mu_B H_0$ и ω_I — зеемановские частоты локализованных электронов и ядер соответственно; λ_{ij} и D, E — константы ВДМ и ВКП соответственно (связь между последними можно найти, например, в [6], а $S^{\alpha,\beta}$ ($\alpha, \beta = x, y, z$) и I^z — компоненты полного локализованного электронного и ядерного спинов в ЛСК соответственно. Всюду принимаем $\hbar = 1$.

Заметим, что в подобных материалах обменная энергия электронных спинов гораздо больше остальных спиновых взаимодействий.

Необходимо отметить также, что в элементарной ячейке кристалла имеются четыре неэквивалентные позиции магнитного иона Mn, и соответственно должен быть выписан гамильтониан ВКП для каждой из них. Однако обычно применяется гамильтониан ВКП только для одной локальной конфигурации MnO_6 , как это

сделано и в формуле (1) настоящей работы. Дело в том, что связь между компонентами ВКП неэквивалентных позиций хорошо известна. Все расчеты (второй момент линии ЭПР и прочее) проводятся для этой конфигурации. Полученная формула легко адаптируется к трем остальным позициям, и сложением четырех выражений получается окончательный результат.

Электронно-ядерное взаимодействие H' можно представить в виде [7]

$$H' = \hbar \sum_{i,j} \sum_{m,m'=-1}^1 D_{ij}^{-mm'} \tilde{I}_i^m \tilde{S}_j^{m'}, \quad (2)$$

где $D_{ij}^{-mm'}$ — константы взаимодействия между i -м ядерным и j -м электронным спинами $m, m' = -1, 0, +1$ и используются обозначения

$$\tilde{S}_j^{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (S_j^x \pm S_j^y), \quad \tilde{I}_i^{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (I_i^x \pm I_i^y).$$

Итак, следуя [7], в том случае, когда в электронно-ядерной связи эффективно изотропное сверхтонкое взаимодействие (именно этот механизм считается наиболее существенным в ЛМ [7–9]), можно получить выражения для времен поперечной T_2 и продольной T_z ядерной релаксации (формулы для случая, когда эффективно электронно-ядерное диполь-дипольное взаимодействие, можно найти в [7])

$$T_2^{-1} \approx \frac{S(S+1)}{3} \left\{ T_{sz} + (2C_M - 1) \frac{T_{s2}}{\omega_s^2 T_{s2}^2 + 1} \right\} \sum_j A_{ij}^2, \quad (3)$$

$$T_z^{-1} \approx \frac{2S(S+1)}{3} \frac{T_{s2}}{\omega_s^2 T_{s2}^2 + 1} \sum_j A_{ij}^2, \quad (4)$$

где T_{sz} и T_{s2} — времена продольной и поперечной релаксации локализованных спинов соответственно; ω_s — резонансная частота локализованных электронных спинов, учитывающая обусловленный ВКП сдвиг зеемановской частоты ω_0 ; A_{ij} — константа сверхтонкого взаимодействия; величины $C_M = I(I+1) - M(M+1)$ характеризуют интенсивность компоненты квадрупольной структуры сигнала ЯМР, связанной с изменением z -проекции ядерного спина $M \rightarrow M+1$. В выражениях (3), (4) мы заменили времена корреляций электронных корреляционных функций $\tau_{s\parallel}$ и $\tau_{s\perp}$ из [7] соответствующими временами релаксации T_{sz} и T_{s2} [18].

Необходимо отметить, что x - и y -компоненты намагниченности локализованной электронной спиновой системы ЛМ имеют в общем случае свое, индивидуальное время релаксации (см. (5)). Ядерная же спиновая подсистема характеризуется единым поперечным временем релаксации (3). Действительно, вычислением коммутаторов $[I_\alpha, H']$ и взятием затем следов матриц

типа $\text{Sp}[I_\alpha, H'][I_\alpha, H'](t)$ легко показать, что

$$T_x^{-1} = T_y^{-1} = T_z^{-1} \\ \sim \int dt \text{Sp}[I_{x,y}, H'][I_{x,y}, H'](t) / \text{Sp}I_{x,y}^2 \neq T_z^{-1}.$$

Кроме того, так как T_2^{-1} дает ширину линии ЯМР, можно считать, что ее угловая зависимость является ядерным аналогом угловой зависимости ширины линии ЭПР, приведенной в [6], а T_{s2}^{-1} , обратная величина которой фигурирует в (3) и (4), и есть упомянутая ширина линии ЭПР.

Учтем теперь влияние анизотропии спиновой релаксации и сдвига зеемановской частоты локализованных электронов на релаксацию ядер.

Для $T_{sx,y,z}$, согласно [16], имеем

$$\frac{1}{T_{sx,y}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ [M_{2x,y}^{DM}(\text{sec}) + 2M_{2x,y}^{DM}(\text{non})] \sqrt{\frac{M_2^{DM}}{M_4^{DM}}} + M_{2x,y}^{CF} \sqrt{\frac{M_2^{CF}}{M_4^{CF}}} \right\}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{T_{sz}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ [M_{2x}^{DM}(\text{non}) + 2M_{2y}^{DM}(\text{non})] \sqrt{\frac{M_2^{DM}}{M_4^{DM}}} + M_{2z}^{CF} \sqrt{\frac{M_2^{CF}}{M_4^{CF}}} \right\}, \quad (6)$$

где

$$M_{2x,y}^{DM}(\text{sec}) = \frac{4}{3} S(S+1) \sum_j (\lambda_{ij}^{xy})^2$$

и

$$M_{2x,y}^{DM}(\text{non}) = \frac{4}{3} S(S+1) \sum_j (\lambda_{ij}^{x,yz})^2 \quad (7)$$

— секулярные и несекулярные x и y „вторые моменты“, учитывающие вклад ВДМ в электронную релаксацию,

$$M_{2\alpha}^{CF} = \frac{4S(S+1) - 3}{5} \\ \times \sum_{j=1}^4 [(D_{\beta\beta}^{(j)} - D_{\gamma\gamma}^{(j)})^2 + 4(D_{\beta\gamma}^{(j)})^2 + (D_{\alpha\beta}^{(j)})^2 + (D_{\alpha\gamma}^{(j)})^2] \quad (8)$$

— вторые моменты для учета вклада от ВКП, λ_{ij}^{xy} и $D_{\beta\beta}, D_{\gamma\gamma}$ и т.д. — компоненты вектора постоянной ВДМ и тензора константы ВКП в ЛСК (связь между величинами $D_{\beta\beta}, D_{\gamma\gamma} \dots$ и D, E можно найти, например, в [6]), $\alpha \neq \beta \neq \gamma = x, y, z$.

Для ω_s , согласно [6],

$$\omega_s^2 = \left[g\mu_B H_0 + \frac{M_{at}}{4g\mu_B} \sum_{j=1}^4 (D_{xx}^{(j)} + D_{yy}^{(j)} - 2D_{zz}^{(j)}) \right]^2 \\ - \left(\frac{M_{at}}{4g\mu_B} \right)^2 \left[\sum_{j=1}^4 (D_{xx}^{(j)} + D_{yy}^{(j)} + 2iD_{zz}^{(j)}) \right. \\ \left. \times \sum_{j=1}^4 (D_{xx}^{(j)} + D_{yy}^{(j)} - 2iD_{xy}^{(j)}) \right], \quad (9)$$

где

$$M_{at} = (g\mu_B)^2 S(S+1) / 3k(T - \Theta_{CW}) \quad (10)$$

есть намагниченность на один ион Mn с g -фактором $g \approx 2$ (согласно экспериментальным данным [19–22]), μ_B — магнетон Бора, k — постоянная Больцмана, T — температура, Θ_{CW} — парамагнитная температура Кюри–Вейсса. Индекс $j = 1-4$ относится к четырем неэквивалентным позициям ионов Mn в допированном ЛМ.

Значение T_{s2} для (3), (4) можно взять из [6] или легко получить из (5) с помощью простого соотношения [16]

$$T_{s2}^{-1} = 0.5 [T_{sx}^{-1} + T_{sy}^{-1}]. \quad (11)$$

Для расчетов ядерной релаксации в случае кристаллографических плоскостей ac , ab и bc из (7)–(9) необходимо выписать 21 формулу. Из-за громоздкости этих выражений мы не приведем их здесь в явном виде. Для наглядности же представим, например, формулу (8) только для плоскости ab элементарной ячейки кристалла

$$M_{2x}^{CF} = \frac{4S(S+1) - 3}{20} \\ \times \sum_{j=1}^4 [(D_{aa} - D_{bb})^2 + 4D_{ab}^2 + D_{ac}^2 + D_{bc}^2], \quad (12)$$

$$M_{2y,z}^{CF} = \frac{4S(S+1) - 3}{40} \sum_{j=1}^4 \left\{ \frac{1}{2} (2D_{cc} - D_{aa} - D_{bb})^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{2} [(D_{aa} - D_{bb})^2 + 4D_{ab}^2] + 5(D_{ac}^2 + D_{bc}^2) \right. \\ \left. \pm [(2D_{cc}^2 - D_{aa} - D_{bb})(D_{bb} - D_{aa}) \right. \\ \left. + 3(D_{ac}^2 + D_{bc}^2)] \cos 2\varphi \right\}, \quad (13)$$

где φ — азимутальный угол постоянного магнитного поля относительно кристаллографической оси c . Нижний знак в правой части (13) относится к индексу z этой формулы (для краткости при D опустили индекс j). Получить выражения $M_{2x,y,z}^{CF}$ для плоскостей ac и bc можно, если в левой части выражений (12), (13)

произвести замены $x \rightleftharpoons y$ [16], а в их правой части, так же как и в [6,16], произвести следующие замены: $a, b, c \rightarrow c, a, b$ и $a, b, c \rightarrow c, b, a$ соответственно при замене $\varphi = \theta$ (θ — полярный угол).

Воспользовавшись формулами для квадратных корней из (5) и (6) (см., например, (8)–(11) из [16]), представив (7)–(9) в КСК (см., например, (14)–(18) из [16], а также [6]), а затем, учитывая все это в формулах (3) и (4), получим выражения, которые и являются целью настоящей работы; их мы и используем при построении графиков.

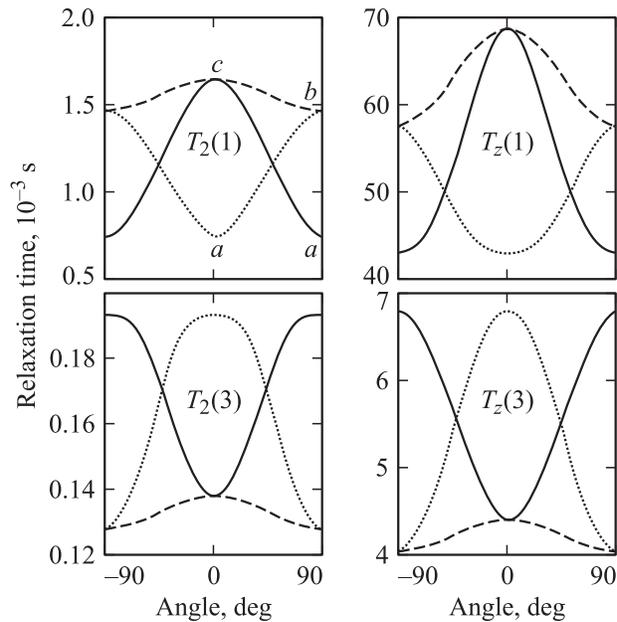
3. Пример, графики и осуждения

Прежде чем применить выражения (3) и (4) к конкретному соединению ЛМ, сделаем некоторые общие замечания. В анизотропию поперечной ядерной релаксации вносят вклад одновременно продольная (T_{sz}) и поперечная (T_{s2}) электронные релаксации, а также зеемановская (со сдвигом) частота локализованных электронов (ω_s) (см. (3)). Анизотропию же продольной ядерной релаксации (см. (4)) вместе со сдвинутой электронной зеемановской частотой обеспечивает только поперечное время электронной релаксации.

Подчеркнем, что углы θ , φ и все три плоскости поворота, упомянутые выше и приведенные на рисунке, — это углы и плоскости поворота постоянного магнитного поля H_0 (оси z). Ядерный магнитный момент, прецессирующий в ЛСК, будет продолжать так прецессировать при поворотах. Его поперечные и продольная компоненты, оставаясь „традиционными“, будут иметь различную угловую зависимость времен релаксации в кристаллографических плоскостях ac , ab и bc из-за анизотропных ВКП и ВДМ.

Заметим, что чрезмерная громоздкость выражений (7)–(9), содержащих вторые моменты линии ЭПР типа (12) и (13), характерна для такого рода задач. Поэтому важно существование эффективного механизма контроля подобных формул. Таковым является справедливое, например, для (5) и (6) правило: неподвижности/повороту оси ЛСК (в общем случае x , y или z) соответствует постоянство/изменение времени релаксации с тем же индексом [16].¹ Кроме того, равенство (11) в нашем случае позволяет ориентироваться на результаты, полученные в [6].

Применим теперь выражения (3) и (4) для численных расчетов с последующим построением графиков угловой зависимости времен продольной и поперечных составляющих намагниченности ядер ^{139}La в $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$. Для этого вслед за авторами [7] рассмотрим три случая: сначала воспользуемся непосредственно формулами (3) и (4) (случай 1), затем рассмотрим ситуацию, когда в знаменателях правых частей (3) и (4) отброшена единица (случай 2); и наконец, случай 3 — в знаменателях



Зависимость времен поперечной (T_2) и продольной (T_z) ядерной релаксации от ориентации кристалла относительно H_0 .

правых частей (3) и (4) отброшено слагаемое $\omega_s^2 T_{s2}^2$. Ради краткости и ввиду очевидности не приводим в явном виде выражения (3) и (4) для случаев 2 и 3. Напомним, что все три случая применения уравнений (3) и (4) рассмотрены для ЛМ $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ и, в частности, для $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$.

Воспользуемся выражениями для компонент вектора постоянной ВДМ, тензора константы ВКП из [16] и численными значениями $d_1 = 1$ К и $d_2 = 0.3$ К, $J_{ac} = 6.6$ К, $J_b = -4.4$ К, $D = 0.73$ К, $E = -0.63$, $S = 2$, $T = 300$ К, $\Theta_{CW} = 111$ К, $H_0 \approx 3430$ Ое из [6]. Будем пользоваться также значениями $C_M = 16$ (ЯМР на центральной частоте) и $(S(S+1)/3) \sum A_{ij}^2 \approx 3.33 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-2}$ согласно [7–9].

Учтем теперь приведенные численные данные в (3), (4) и построим графики угловой зависимости времен релаксации поперечной и продольной составляющих ядерной намагниченности спинов ^{139}La соединения $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ (см. рисунок). Здесь мы не приводим графики, полученные для случая 2, так как по форме они полностью идентичны кривым для случая 1, а численные значения имеют незначительное отличие (например, при $z \parallel c$ $T_2(1) = 1.651 \cdot 10^{-3}$ с и $T_z(1) = 0.069$ с; для случая 2 имеем $1.571 \cdot 10^{-3}$ и 0.064 с соответственно).

На рисунке сплошная, пунктирная и штриховая кривые описывают поведение времен поперечной и продольной ядерной релаксации в кристаллографических плоскостях ac , ab и bc соответственно. Цифры в скобках указывают на соответствие графиков случаям 1 и 3. Буквы a , b и c обозначают оси КСК. Отрезки кривых, ограниченные буквами a , b и c , указывают на изменение времени релаксации при повороте H_0 (т. е. при повороте

¹ На это правило впервые наше внимание обратил В.А. Ацаркин.

ЛСК относительно КСК). Например, отрезок ca (сплошная линия) описывает изменение времени поперечной релаксации при повороте оси z от оси c к оси a ($0 \leq \theta \leq 90^\circ$, плоскость ac). Отрезок ab (пунктирная кривая) указывает на изменение времени релаксации от приобретенного ею значения на оси a к своему значению на оси b ($0 \leq \phi \leq 90^\circ$, плоскость ab). Наконец, ось z и время релаксации возвращаются к своим исходным данным (bc , штриховая линия, $90 \leq \theta \leq 0^\circ$).

Из рисунка видно, что времена релаксации в случае 3 почти на порядок меньше, чем в случае 1, а направления кривых в плоскостях ac и ab зеркально противоположны случаю 1.

Видно, что при повороте H_0 (оси z ЛСК) относительно КСК, T_2 и T_z ведут себя „синхронно“. Например, в случае 1 они уменьшаются в плоскости ac , затем, увеличиваясь в плоскостях ab и bc , достигают своего начального значения при $z \parallel c$.

Видно также, что численные значения времен релаксации по порядку величины соответствуют экспериментальным данным $T_1 \approx 3.3 \cdot 10^{-3}$ s и $T_2 \approx 4 \cdot 10^{-4}$ s [9]. Измерения времен релаксации ядер ^{139}La в образце $\text{LaGa}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{O}_3$ дают подобную величину (4.2 ± 0.4 ms) при температуре $T = 295$ K [22]. Эти данные близки к случаю 3 настоящей работы.

Кроме того, с экспериментальными значениями по порядку величины совпадают и отношения времен продольной и поперечной релаксации (T_z/T_2 имеет значения от 10 до 60 [7]). Согласно данным рисунка, среднее значение этого отношения равно 33 для случая 3 и 46 в случае 1. Минимальное значение (32) это отношение имеет для релаксаций в случае 3 на осях $z \parallel c$ и $z \parallel b$. Максимум (58) достигается в случае 1 на оси a .

Данные рисунка можно использовать для выбора ориентации кристалла при проведении экспериментов и в устройствах, использующих подобные материалы. Например, фрагменты с кривыми для $T_2(1)$ и $T_z(1)$ на рисунке указывают на то, что максимальное значение для времен ядерной релаксации (поперечной и продольной) можно ожидать, когда магнитное поле H_0 параллельно оси c .

Наконец, заметим, что экспериментальные исследования угловой зависимости времен релаксации поперечных и продольной составляющих намагниченности ядер ^{139}La в монокристаллах ЛМ нам неизвестны, поэтому не удастся провести сравнение полученных результатов с опытом.

4. Заключение

Поперечная и продольная релаксация ядер ^{139}La ЛМ выражены через времена релаксации локализованных электронов Mn и их зеемановскую частоту со сдвигом (в (3), (4) учтены (5), (6) и (9)).

Проведены численные расчеты и построены графики угловой зависимости поперечной и продольной

релаксации ядер ^{139}La монокристаллического образца $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$.

Численные значения времен продольной и поперечной релаксации и их отношение по порядку величины соответствуют экспериментальным данным.

Полученные графики могут стимулировать эксперименты по угловой зависимости ядерной релаксации в подобных материалах и помогут проектировщику выбрать нужную ориентацию кристалла.

Автор благодарит за ценные замечания и рекомендации В.А. Ацаркина, Н.П. Фокина и В.В. Демидова.

Список литературы

- [1] А. Абрагам. Ядерный магнетизм. ИМ, М. (1963). С. 119.
- [2] Ж. Винтер. Магнитный резонанс в металлах. Мир, М. (1976). С. 71.
- [3] M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar. Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
- [4] E.L. Nagaev. Phys. Rep. **346**, 387 (2001); УФН **166**, 833 (1993).
- [5] E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
- [6] J. Deisinhofer, M.V. Eremin, D.V. Zakharov, V.A. Ivanshin, R.M. Eremina, H.-A. Krug von Nidda, A.A. Mukhin, A.M. Balbashov, A. Loidl. Phys. Rev. B **65**, 104 440 (2002).
- [7] Н.П. Фокина, М.О. Элизбарашвили. ЖЭТФ **126**, 1413 (2004).
- [8] G. Allodi, R. De Renzi, G. Guidi, F. Licci, M.W. Pieper. Phys. Rev. B **56**, 6036 (1997).
- [9] G. Allodi, R. De Renzi, G. Guidi. Phys. Rev. B **57**, 1024 (1998).
- [10] K.E. Sakaie, C.P. Slichter, P. Lin, M. Jaime, M.B. Salamon. Phys. Rev. B **59**, 9382 (1999).
- [11] K. Kumagai, A. Iwai, Y. Tomioka, H. Kuwahara, Y. Tokura, A. Yakubovskii. Phys. Rev. B **59**, 97 (1999).
- [12] G. Papavassiliou, M. Fardis, M. Belesi, M. Pissas, I. Papagiopoulos, G. Kallias, D. Niarchos. Phys. Rev. B **59**, 6390 (1999).
- [13] I. Papavassiliou, M. Fardis, M. Belesi, T.G. Maris, G. Kallias, M. Pissas, D. Niarchos. Phys. Rev. B **84**, 761 (2000).
- [14] I. Papavassiliou, M. Belesi, D. Dimitropoulos. Phys. Rev. Lett. **87**, 177 204 (2001).
- [15] G. Allodi, M. Gestelli Guidi, R. De Renzi, A. Caneiro, L. Pinsard. Phys. Rev. Lett. **127** 206 (2001).
- [16] E. Khalvashui, G. Kakhiani, M. Chkhartishvili. Bull. Georg. Natl. Acad. Sci. **174**, 261 (2006).
- [17] Э.Х. Халваши. ЖЭТФ **127**, 445 (2005).
- [18] И.В. Александров. Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых немагнитных парамагнетиках. Наука, М. (1975). С. 327.
- [19] V.A. Atsarkin, V.V. Demidov, G.A. Vasneva, K. Conder. Phys. Rev. B **63**, 092 405 (2001).
- [20] V.A. Atsarkin, V.V. Demidov, G.A. Vasneva, D.G. Gotovtsev. Appl. Magn. Res. **21**, 147 (2001).
- [21] F. Simon, V.A. Atsarkin, V.V. Demidov, R. Gaal, Y. Morimoto, M. Miljak, A. Janossy, L. Forro. Phys. Rev. B **60**, 223 344 (2003).
- [22] N. Noginova, E. Arthur, T. Veaver, G.B. Loutts, V.A. Atsarkin, D.G. Gotovtsev. Phys. Rev. B **69**, 24 406 (2004).