

УДК 537.6, 537.622.3, 537.622.4

## Быстрая когерентная релаксация в системе наномангнитов с большим спином

А. Ю. Байдин<sup>а</sup>, В. К. Хеннер<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Университет Луисвилля, 40292, Луисвилль, Кентукки, США

<sup>б</sup> Пермский государственный национальный исследовательский университет, 614990, Пермь, ул. Букирева, 15

Предлагается феноменологическая теория когерентной релаксации в молекулярных парамагнетиках и ферромагнетиках с большим спиновым числом. Следующие факторы могут приводить к быстрой когерентной релаксации: обратная связь спинов образца с пассивным резонатором, радиационное трение и, в случае ферромагнитных спинов, спин-решеточная релаксация Ландау–Лифшица. Изучается и сравнивается роль этих релаксационных механизмов в процессах быстрой инверсии намагниченности.

**Ключевые слова:** когерентная релаксация, наномангниты.

### 1. Введение

Явления когерентности могут возникать в спиновой системе, когда длина волны электромагнитного излучения превышает характерные размеры системы. Исследования в этой области начались с работ Дике [1] по сверхизлучению, главной характеристикой которого является пропорциональность интенсивности излучения квадрату числа частиц. Сверхизлучение сопровождается сверхбыстрым переворотом вектора намагниченности, ему можно найти многочисленные применения. В работе предлагается феноменологическая теория быстрой когерентной релаксации в парамагнитных и ферромагнитных системах в случаях больших спиновых чисел. Причиной когерентной релаксации может быть обратная связь спинов образца с пассивным резонатором, радиационное трение и, в случае ферромагнитных спинов, спин-решеточная релаксация.

Блумберг и Паунд [2] были первыми показавшими, что ускорение релаксации в системе спинов может происходить за счет ее связи с пассивным резонатором, настроенным на частоту прецессии намагниченности. Изначально спиновая система находится в неравновесном состоянии, осредненное направление намагниченности слегка отклонено от неравновесного направления, определяемого постоянным внешним магнитным полем. В процессе возвращения к равновесному состоянию прецессия намагниченности наводит электрический ток в катушке, влияющий на систему через сгенерированное им магнитное поле. Это магнит-

ное поле – поле обратной связи, приводит к когерентности между индивидуальными спинами. Теория когерентной релаксации для парамагнитных систем, связанных с резонатором, изложена в ряде работ, например [3, 4, 5]. К настоящему времени несколько подтверждений сверхизлучения для ядерных спинов были получены экспериментально (например [6, 7]).

В статье [8] было показано, что в системе ферромагнитных наночастиц с большим магнитным моментом два механизма релаксации, Ландау–Лифшица и связанный с резонатором, могут приводить к когерентизации в системе.

Когерентная релаксация также возможна за счет радиационного трения, вызванного общим полем излучения взаимодействующих спинов. Описание сверхизлучения в системах из молекулярных наномангнитов, обладающих большими спинами, представлено в статье [9], в которой взаимодействие спиновых магнитных моментов с общим излучаемым электромагнитным полем рассматривается как основной релаксационный механизм, возможный при определенных условиях.

Анализ уравнений Блоха показывает, что одним из критериев для быстрой когерентной релаксации в спиновой системе является соотношение  $T_R < T_2$ , где  $T_2$  – поперечное время релаксации Блоха, а  $T_R$  – время релаксации за счет радиационного трения, которое может быть оценено как

$$T_R \sim \frac{c^3}{|\gamma| \omega_0^3 M}.$$

Здесь  $\omega_0 = |\gamma|H_0$ ,  $H_0$  – постоянное внешнее магнитное поле,  $M$  – магнитный момент образца,  $c$  – скорость света,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение (в этой статье мы рассматриваем спины электронов). Отсюда можно получить

$$T_R \sim \frac{c^3}{|\gamma|\omega_0^3 \mu_B SL(\mu H_0 / k_B T) nV},$$

где  $V$  – объем образца,  $n$  – объемная концентрация спинов,  $L(x) = \coth x - 1/x$  – классическая функция Ланжевена,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $S$  – спин частицы,  $\mu = |\gamma|\hbar S$  – ее магнитный момент [9]. В статье [7] проведено сравнение двух времен релаксации и показано, что при низких температурах  $T_R$  может быть существенно меньше  $T_2$ . Более подробно этот вопрос рассматривается в разделе 4 настоящей работы.

## 2. Уравнения движения

Классическое уравнение движения для полного магнитного момента  $\mathbf{M}$  образца может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} = & -|\gamma|\mathbf{M} \times \left( \mathbf{H} - \frac{4\omega_m}{3\pi c^3} \ddot{\mathbf{M}}_j + \frac{2}{3c^3} \ddot{\mathbf{M}} \right) + \\ & + \mathbf{R} - \frac{\alpha|\gamma|}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\alpha$  – параметр затухания Ландау–Лифшица,  $\omega_m \approx cV^{-1/3}$ . Поле  $\mathbf{H}$  – полное магнитное поле, включающее постоянное внешнее поле  $H_0$  вдоль оси анизотропии  $Oz$ , поле анизотропии  $bM_z/V$ , где  $b$  – коэффициент анизотропии,  $H$  – поле обратной связи, генерируемое катушкой, ось которой направлена вдоль  $Ox$ . Таким образом,  $\mathbf{H} = (H, 0, H_0 + bM_z/V)$ . Второе и третье слагаемые в выражении (1) в скобках появляются как разложение запаздывающего потенциала по степеням  $\omega_0 V^{1/3}/c \sim V^{1/3}/\lambda$  [10]. Второе слагаемое приводит только к небольшому сдвигу резонансной частоты и не вызывает каких-либо заметных физических эффектов, поэтому мы им пренебрегаем. Третье слагаемое описывает радиационное трение. Блоховское релаксационное слагаемое представлено членом

$$\mathbf{R} = (-M_x/T_2, -M_y/T_2, 0).$$

Будем решать уравнение (2) итерационно. Для получения второй и третьей производных магнитного момента будем считать, что времена

$(\beta M(0)|\gamma|/V)^{-1}$  и  $(|\gamma|H_0)^{-1}$  намного короче, чем Блоховское время  $T_2$ , время релаксации радиационного трения  $T_R$  и время релаксации Ландау–Лифшица. Таким образом, в основном порядке первая производная магнитного момента  $\dot{\mathbf{M}}$  может быть записана

$$\dot{\mathbf{M}} = -|\gamma|\mathbf{M} \times (H_0 \hat{z} + \beta \mu_z / V \hat{z}).$$

Дифференцируя последнее выражение еще два раза, мы получаем выражение для второй производной:

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{M}} = & -|\gamma|^2 \mathbf{M} (H_0 \hat{z} + \beta \mu_z / V \hat{z})^2 + \\ & + |\gamma|^2 (H_0 \hat{z} + \beta \mu_z / V \hat{z}) ((H_0 \hat{z} + \beta \mu_z / V \hat{z}) \cdot \mathbf{M}); \end{aligned} \quad (2)$$

затем и для третьей производной:

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{M}} = & |\gamma|^3 (H_0 \hat{z} + \beta \mu_z / V \hat{z})^2 \mathbf{M} \times \\ & \times (H_0 \hat{z} + \beta \mu_z / V \hat{z}). \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя выражения (2) и (3) в уравнение (1), мы получаем уравнение движения для магнитного момента, записанное в проекциях на оси:

$$\begin{aligned} \dot{M}_x = & -\frac{2|\gamma|^4}{3c^3} M_x M_z \left( H_0 + \frac{\beta M_z}{V} \right)^3 - \\ & - |\gamma| M_y \left( H_0 + \frac{\beta M_z}{V} \right) - \\ & - \frac{M_x}{T_2} + \frac{\alpha|\gamma|}{M_s} (M_y^2 + M_z^2) H - \\ & - \frac{\alpha|\gamma|}{M_s} M_x M_z \left( H_0 + \frac{\beta M_z}{V} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \dot{M}_y = & -\frac{2|\gamma|^4}{3c^3} M_y M_z \left( H_0 + \frac{\beta M_z}{V} \right)^3 + \\ & + |\gamma| M_x \left( H_0 + \frac{\beta M_z}{V} \right) - |\gamma| M_z H - \\ & - \frac{M_y}{T_2} - \frac{\alpha|\gamma|}{M_s} M_x M_y H - \\ & - \frac{\alpha|\gamma|}{M_s} M_y M_z \left( H_0 + \frac{\beta M_z}{V} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{M}_z = & \frac{2|\gamma|^4}{3c^3} (M_x^2 + M_y^2) \left( H_0 + \frac{\beta M_z}{V} \right)^3 + \\ & + |\gamma| M_y H - \frac{\alpha|\gamma|}{M_s} M_x M_z H + \\ & + \frac{\alpha|\gamma|}{M_s} (M_x^2 + M_y^2) \left( H_0 + \frac{\beta M_z}{V} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Введем безразмерные время, магнитный момент и поле обратной связи  $\tilde{t}, \tilde{e}, h$  следующим образом:  $t = T_2 \tilde{t}$ ,  $\tilde{e} = \vec{M} / M(0)$ ,  $h = H / H_0$ . Также определим параметры задачи  $\xi = T_2 / T_R$ , где  $T_2$  – Блоховское время релаксации и  $T_R = 3c^3 / 2|\gamma|\omega_0^3 M(0)$  – время релаксации за счет радиационного трения. Параметр

$$K = \frac{\beta M(0)|\gamma|}{V} \frac{1}{|\gamma|H_0} = \frac{\omega_A}{\omega_0}$$

( $\omega_A$  и  $\omega_0$  – угловые частоты прецессии вокруг осей анизотропии и постоянного магнитного поля, соответственно) дает отношение энергии анизотропии и Зеемановской энергии во внешнем поле  $H_0$ . Параметр  $\zeta = \omega_0 T_2$  дает отношение Блоховского времени релаксации к ларморовскому времени. В этих переменных уравнения (4)–(6) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{e}_x = & -\xi e_x e_z (1 + Ke_z)^3 - \zeta e_y (1 + Ke_z) - \\ & - e_x + \alpha \zeta \frac{e_y^2 + e_z^2}{e_s} h - \alpha \zeta \frac{e_x e_z}{e_s} (1 + Ke_z), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{e}_y = & -\xi e_y e_z (1 + Ke_z)^3 + \zeta e_x (1 + Ke_z) - \\ & - \zeta e_z h - e_y - \alpha \zeta \frac{e_y e_z}{e_s} (1 + Ke_z) - \alpha \zeta \frac{e_x e_y}{e_s} h, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \dot{e}_z = & \xi (e_x^2 + e_y^2) (1 + Ke_z)^3 + \zeta e_y h - \\ & - \alpha \zeta \frac{e_x e_z}{e_s} h + \alpha \zeta \frac{e_x^2 + e_y^2}{e_s} (1 + Ke_z). \end{aligned} \quad (9)$$

### 3. Поле обратной связи

Электрический ток  $I$  в LCR цепи, с учетом изменения магнитного момента системы во времени, подчиняется уравнению Кирхгофа:

$$\begin{aligned} L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{1}{C} \int_0^t I(t') dt' &= -\frac{d\Phi}{dt}, \\ \Phi &= \frac{4\pi}{c} N \eta A \mu_x, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\Phi$  – магнитный поток в катушке с  $N$  витков и площадью поперечного сечения  $A$ ,  $\eta = V / V_c$  – фактор заполнения катушки,  $V$  – объем образца, включающий парамагнитные или ферромагнитные частицы, и  $V_c$  – внутренний объем катушки.

Наведенный ток генерирует в катушке магнитное поле обратной связи

$$H = \frac{4\pi N}{cl} I. \quad (11)$$

Коэффициент самоиндукции катушки длины  $l$

$$L = \frac{4\pi N^2 A}{lc^2}.$$

Дифференцируя уравнение (10) и заменяя ток  $I$  магнитным полем  $H$  в соответствии с уравнением (11), мы получим уравнение движения для поля обратной связи:

$$\frac{d^2 H}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dH}{dt} + \frac{1}{LC} H = -\frac{4\pi\eta}{V} \frac{d^2 M_x}{dt^2}. \quad (12)$$

Представим коэффициенты в терминах параметров, характерных для LCR цепи:  $2\gamma_r = R / L = \omega_r / Q$ ,  $\omega_r = 1 / \sqrt{LC}$ , где  $Q$  – добротность контура. В безразмерных переменных уравнение (12) примет вид

$$\frac{d^2 h}{d\tilde{t}^2} + \frac{T_2 \omega_r}{Q} \frac{dh}{d\tilde{t}} + T_2^2 \omega_r^2 h = -4\pi\beta \frac{d^2 e_x}{d\tilde{t}^2}. \quad (13)$$

Параметр

$$\beta = M(0)\eta / H_0 V \quad (14)$$

характеризует связь магнитного момента и резонатора.

Заметим, что если  $\omega_r \approx \omega_0$  и  $\zeta = T_2 \omega_0$ , то уравнение (13) записывается как

$$\frac{d^2 h}{d\tilde{t}^2} + \frac{\zeta}{Q} \frac{dh}{d\tilde{t}} + \zeta^2 h = -4\pi\beta \frac{d^2 e_x}{d\tilde{t}^2}. \quad (15)$$

### 4. Оценка радиационного времени $T_R$

Последующее обсуждение основано на статье [11] и посвящено оценке времени релаксации, связанному с полем излучения системы. Перепишем уравнение (1) в терминах намагнитченности единицы объема  $m = M / V$  и новых переменных  $m_0 = m_z$ ,  $m_{\pm 1} = \mp (m_x \pm im_y) / \sqrt{2}$ . При оценке времени релаксации за счет радиационного трения слагаемое Ландау–Лифшица для простоты опустим. Тогда уравнение (1) для вектора  $\mathbf{m}$  примет вид

$$\begin{aligned} \dot{m}_\alpha + \frac{m_\alpha}{T_\alpha} = & -|\gamma| [\mathbf{m} \times \mathbf{H}]_\alpha + \\ & + \frac{4|\gamma|\omega_m V}{3c^3} [\mathbf{m} \times \ddot{\mathbf{m}}]_\alpha - \frac{2|\gamma|V}{3c^3} [\mathbf{m} \times \ddot{\mathbf{m}}]_\alpha. \end{aligned} \quad (16)$$

Для того чтобы найти высшие производные намагнитченности, мы предполагаем, как и ранее,

что быстрым движением является вращение вокруг эффективного поля  $(H_0 + bm_0)\hat{z}$ . Таким образом, мы получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned}\dot{m}_\alpha &= -|\gamma|[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_z \hat{z}]_\alpha, \\ \dot{m}_0 &= 0, \quad \ddot{m}_0 = 0, \quad \dddot{m}_0 = 0, \\ \dot{m}_{\pm 1} &= \pm i|\gamma|H_0 m_{\pm 1}, \\ \ddot{m}_{\pm 1} &= -|\gamma|^2 H_0^2 m_{\pm 1}, \\ \dddot{m}_{\pm 1} &= \mp i|\gamma|^3 H_0^3 m_{\pm 1}.\end{aligned}$$

Некоторые векторные произведения представлены ниже:

$$\begin{aligned}[\mathbf{m} \times \ddot{\mathbf{m}}]_0 &= 0, \quad [\mathbf{m} \times \ddot{\mathbf{m}}]_{\pm 1} = \mp i|\gamma|^2 H_0^2 m_0 m_{\pm 1}, \\ [\mathbf{m} \times \ddot{\mathbf{m}}]_0 &= 2|\gamma|^3 H_0^3 m_{-1} m_{+1}, \\ [\mathbf{m} \times \ddot{\mathbf{m}}]_{\pm 1} &= |\gamma|^3 H_0^3 m_0 m_{\pm 1}.\end{aligned}$$

Сейчас мы можем переписать уравнение (16) так:

$$\begin{aligned}\dot{m}_0 + \frac{m_0 - m_\infty}{T_0} + \frac{4|\gamma|\omega_0^3 V}{3c^3} m_{-1} m_{+1} &= \\ &= i|\gamma|h(m_{-1} + m_{+1})/\sqrt{2},\end{aligned}\quad (17)$$

$$\begin{aligned}\dot{m}_{\pm 1} + \frac{m_{\pm 1}}{T_{\pm 1}} + \frac{2|\gamma|V\omega_0^3}{3c^3} m_0 m_{\pm 1} \mp i\omega_0 m_{\pm 1} \pm \\ \pm i\frac{4|\gamma|\omega_m \omega_0^2 V}{3\pi c^3} m_0 m_{\pm 1} &= i|\gamma|m_0 h/\sqrt{2}.\end{aligned}\quad (18)$$

После линеаризации около равновесного состояния  $m_0 \approx \chi_0 H_0$  уравнения (17), (18) примут вид

$$\dot{m}_0 + \left[ \frac{1}{T_0} + \frac{4|\gamma|V\omega_0^3}{3c^3} \right] (m_0 - m_\infty) = 0, \quad (19)$$

$$\begin{aligned}\dot{m}_{\pm 1} + \left[ \frac{1}{T_{\pm 1}} + \frac{2|\gamma|V\omega_0^3}{3c^3} \chi_0 H_0 \right] m_{\pm 1} \pm \\ \pm i \left( \frac{4|\gamma|\omega_m \omega_0^2 V}{3\pi c^3} \chi_0 H_0 - \omega_0 \right) m_{\pm 1} &= \\ &= i\chi_0 \omega_0 h/\sqrt{2}.\end{aligned}\quad (20)$$

Уравнения (19) и (20) преобразуются в

$$\dot{m}_\alpha + \frac{m_\alpha}{T_\alpha^*} + i\alpha\omega^* m_\alpha = i\alpha^2 \chi_0 \omega_0 h/\sqrt{2}, \quad (21)$$

где

$$\frac{1}{T_\alpha^*} = \frac{2}{3}(2 - \alpha^2)\chi_0 \omega_0^4 c^{-3} V, \quad (22)$$

$$\frac{1}{T_\alpha^*} = \frac{1}{T_\alpha} + \frac{1}{T_\alpha^R},$$

$$\omega^* + \omega = \frac{4\chi_0 \omega_0^3 \omega_m V}{3\pi c^3}.$$

Заметим, что поперечное время релаксации  $T_\perp^R = T_{\pm 1}^R$  в два раза больше продольного времени релаксации  $T_\parallel^R = T_0^R$ . Поправки к времени релаксации, обусловленные взаимодействием между спинами через их общее поле излучения, зависят от поля  $H_0$  в четвертой степени и пропорциональны объему образца.

Таким образом, из уравнения (22) и  $M \sim n\mu L(x)V$ , где  $n$  – концентрация,  $\mu$  – магнитный момент одной частицы,  $x = \mu H_0 / k_B T$ , радиационное время релаксации может быть оценено по следующей формуле:

$$T_R \sim \frac{c^3}{|\gamma|\omega_0^3 M} \sim \frac{c^3}{|\gamma|\omega_0^3 \mu_B SL(\mu H_0 / k_B T)nV}. \quad (23)$$

Заметим, что время  $T_R$  определяется полным магнитным моментом системы. В экспериментах по сверхизлучению [6, 7]  $\omega_0 \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$  и  $T \sim 0.1 \text{ K}$ . Для того чтобы сравнить  $T_R$  и  $T_2$ , найдем отношение  $H_R / \Delta H_L \sim (\mu H_0 / k_B T)(\omega_0^3 V / c^3)$ , которое остается таким же как при низких, так и при высоких температурах. При высоких температурах, когда  $x \ll 1$ , полем  $H_R$  можно пренебречь, следовательно, радиационное трение не будет влиять на релаксацию. При низких температурах для параметров, приведенных выше,  $x \approx 10^2 / T$ . Используя  $V = 10^{-6} \text{ cm}^3$ , получаем  $T_R / T_2 \sim T / 3$ . Таким образом,  $T_R$  может быть короче, чем  $T_2$ . Если  $T \approx 0.1 \text{ K}$ ,  $T_2 \sim 10^{-6} \text{ s}$ , тогда  $T_R \sim T_2 T / 3 \sim 10^{-7} \text{ s}$ . Некоторые эксперименты по суперизлучению были проведены при температуре  $T \approx 0.04 \text{ K}$  [12], при которой  $T_R$  на два порядка короче. Итак, время релаксации за счет радиационного трения при определенных условиях может быть короче Блоховского времени релаксации.

## 5. Результаты

Ниже представлена эволюция полного магнитного момента системы в зависимости от параметров, отвечающих различным механизмам релакса-

ции. Решаются уравнения (7)-(9), (15) при фиксированных параметрах:  $\xi=1000$ ,  $K=0$ ,  $Q=10$ .

Рассмотрим случай, когда  $\alpha > \beta$ . Как видно из рис. 1(а, б), с увеличением  $\alpha$  переворот магнитного момента происходит намного быстрее (например, об этом можно судить по пересечению кривой намагниченности оси абсцисс). Из-за конечной добротности контура намагниченность приходит в равновесное состояние колебательным образом, причем с увеличением параметра  $\alpha$  уменьшается число колебаний. С другой стороны, если  $\beta > \alpha$ , т.е. связь с катушкой растет, амплитуда и количество колебаний увеличиваются.

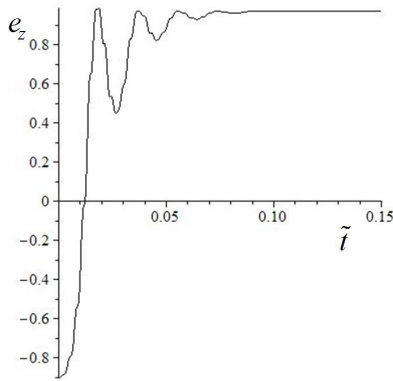


Рис. 1а.  $\xi=10$ ,  $\beta=0.01$ ,  $\alpha=0.01$

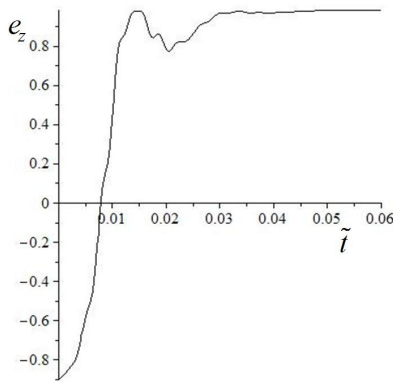


Рис. 1б.  $\xi=10$ ,  $\beta=0.01$ ,  $\alpha=0.1$

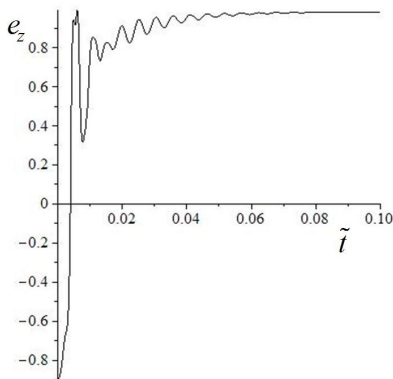


Рис. 1в.  $\xi=10$ ,  $\beta=0.1$ ,  $\alpha=0.1$

Также мы видим, что при увеличении связи между образцом и резонатором время релаксации уменьшается.

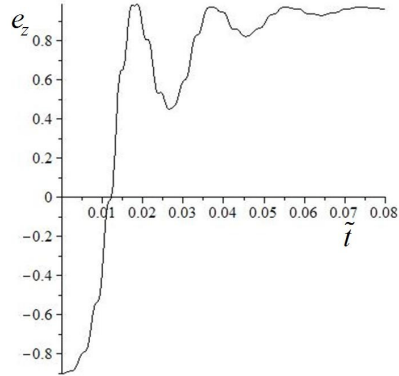


Рис. 2а.  $\xi=10$ ,  $\beta=0.01$ ,  $\alpha=0.01$

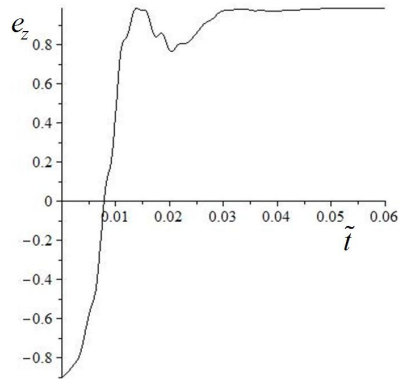


Рис. 2б.  $\xi=100$ ,  $\beta=0.01$ ,  $\alpha=0.01$

Рис. 2 (а, б) показывают, что при небольших значениях параметров  $\alpha$  и  $\beta$  радиационное трение сглаживает кривую временной эволюции магнитного момента и сокращает время переворота. Сравнивая рис. 1б и 2а, можно заметить, что обе кривые очень схожи, характерные времена переворота (или точки пересечения оси абсцисс) тоже близки. Таким образом, при слабой связи с катушкой механизмы радиационного трения и спин-решеточные взаимодействия могут быть сравнимы.

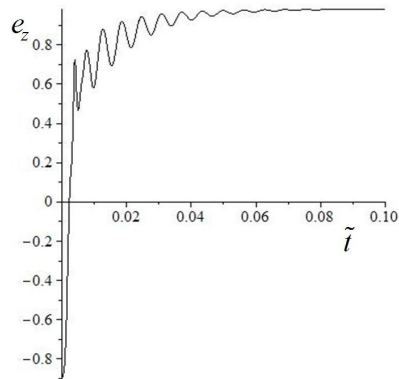
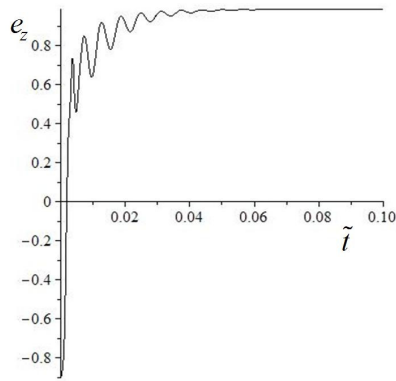
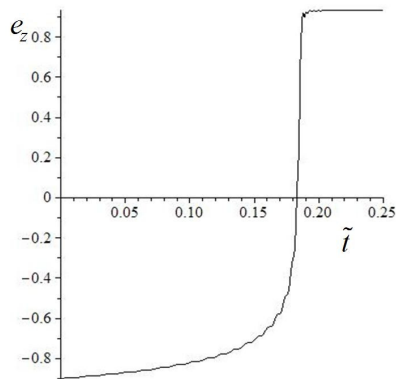
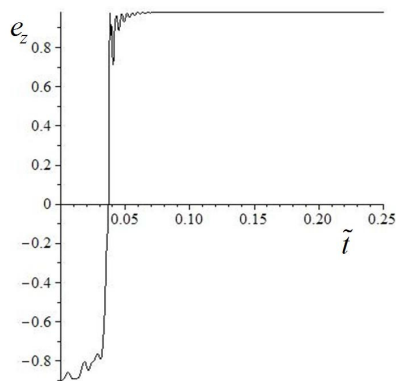


Рис. 3а.  $\xi=10$ ,  $\beta=0.2$ ,  $\alpha=0.2$

Рис. 36.  $\xi=100$ ,  $\beta=0.2$ ,  $\alpha=0.2$ 

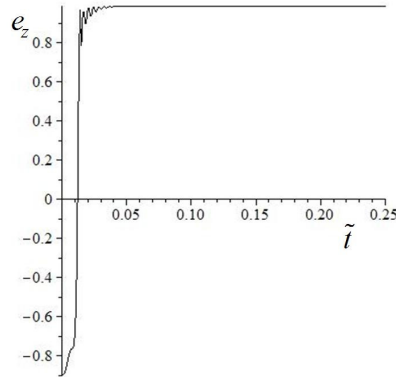
На фоне сильной связи системы с катушкой и большого коэффициента затухания Ландау–Лифшица радиационное трение не вносит значительных изменений в поведение магнитного момента, но уменьшает амплитуду и сокращает количество осцилляций магнитного момента в процессе перехода в равновесное состояние. Колебания затухают гораздо раньше (см. рис. 3а, 3б).

Следующие графики построены для коэффициента анизотропии  $K=0.9$ .

Рис. 4а.  $\xi=100$ ,  $\beta=0.01$ ,  $\alpha=0.01$ Рис. 4б.  $\xi=100$ ,  $\beta=0.1$ ,  $\alpha=0.01$ 

Анизотропия довольно сильно влияет на поведение системы, как это видно из рис. 4а. Переворот происходит очень острым образом, но время релаксации заметно увеличивается, так как системе необходимо преодолеть барьер анизотропии.

При включении взаимодействий спинов с полем обратной связи катушки, как обсуждалось ранее, появляются колебания в процессе переворота. Поле катушки позволяет аккумулировать энергию для преодоления барьера анизотропии намного быстрее, чем в предыдущем случае. При этом время релаксации сокращается в несколько раз (рис. 4б).

Рис. 4в.  $\xi=100$ ,  $\beta=0.1$ ,  $\alpha=0.1$ 

Как видно из рис. 4в, с увеличением коэффициента  $\alpha$  время релаксации сократилось еще раз в два и флуктуации несколько сгладились.

## 6. Заключение

Изучена роль основных механизмов, приводящих к когерентной релаксации. Взаимодействие магнитных моментов отдельных спинов с их общим электромагнитным полем излучения при реалистических значениях параметров сравнимо со спин-решеточными взаимодействиями Ландау–Лифшица. Оба эти механизма релаксации оказывают не такое сильное влияние на переворот полного магнитного момента образца, как магнитное поле, индуцируемое в пассивном резонаторе. Наличие связи с катушкой существенно сокращает время релаксации, но процесс движения к равновесию после переворота становится колебательным, что в свою очередь почти устраняется за счет радиационного трения и затухания Ландау–Лифшица. При высокой анизотропии переворот магнитного момента происходит чрезвычайно резко. Стоит заметить, что такой скачок сопровождается всплеском интенсивности излучения (сверхизлучение), что достаточно детально описано в статье [9]. Приведенное в данной работе исследование показало, что учет всех описанных причин релаксации необходим при изучении явления сверхизлучения и быстрого когерентного переключения намагниченности.

### Список литературы

1. Dicke R. H. Coherence in spontaneous radiation processes // *Phys. Rev.* 1954. Vol. 93. P. 99–110.
2. Bloembergen N., Pound R. V. Radiation damping in magnetic resonance experiments // *Phys. Rev.* 1954. Vol. 95. P. 8–12.
3. Davis C. L., Henner V. K., Tchernatinski A. V., Kaganov I. V. Spin-system radio-frequency superradiation: A phenomenological study and comparison with numeric simulations // *Phys. Rev. B.* 2005. Vol. 72. P. 054406–054416.
4. Yukalov V. I., Henner V. K., Kharebov P. V. Coherent spin relaxation in molecular magnets // *Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 77. P. 134427–134435.
5. Yukalov V. I., Henner V. K., Kharebov P. V., Yukalova E. P. Coherent spin radiation by magnetic nanomolecules and nanoclusters // *Laser Phys. Lett.* 2008. Vol. 5, P. 887–893.
6. Kiselev J., Shumovsky A., Yukalov V. I. Thermal – noise induced radio frequency superradiance in resonator // *Mod. Phys. Lett. B.* 1989. Vol. 3, N. 15. P. 1149–1156.
7. Bosiger P., Brun E., Meier D. Ruby NMR laser: A phenomenon of spontaneous self-organization of a nuclear spin system // *Phys. Rev. A.* 1978. Vol. 18. P. 671–684.
8. Henner V., Raikher Yu., Kharebov P. Fast coherent relaxation in a ferromagnet nanoparticle assembly // *Phys. Rev. B.* 2011. Vol. 84. P. 144412–144419.
9. Henner V. K., Kaganov I. V. Superradiation from crystals of high-spin molecular nanomagnets // *Phys. Rev. B.* 2003. Vol. 68. P. 144420–144425.
10. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. М.: Наука, 1980. 505 с
11. Skrotskii G. V., Kokin A. A. On the influence of coherent magnetic dipole radiation on magnetic resonance // *Sov. Phys. JETP.* 1960. Vol. 10, N. 3. P. 572–574.
12. Sorace L., Wernsdorfer W., Thirion C., Barra A. L., Pacchioni M., Maily D., Barbara B. Photon-assisted tunneling in a  $Fe_8$  single molecule magnet // *Cond-Mat.* 2003. Vol. 68. P. 0304274–0304278.

## Fast coherent relaxation in high-spin molecular nanomagnets

A. Y. Baydin<sup>a</sup>, V. K. Henner<sup>b</sup>

<sup>a</sup> University of Louisville, Louisville, KY, 40292, USA

<sup>b</sup> Perm State University, Bukirev St. 15, 614990, Perm

The phenomenological theory of fast coherent relaxation in high-spin molecular paramagnets and ferromagnets is suggested. Along with placing the sample inside a passive resonator and taking into account spin-lattice interactions treated by Landau-Lifshitz equation we consider radiation friction as the factor resulting in fast coherent relaxation. The relaxation time due to radiation friction is estimated. Role of different relaxation mechanisms leading to the magnetization inversion is studied both qualitatively and quantitatively.

**Keywords:** coherent magnetic relaxation, nanomagnets.