ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ НА МЕХАНИЗМ НЕЕЛЕВСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ОДНОДОМЕННЫХ ЧАСТИЦ

Борисенко О. В.
Ставропольский государственный университет
355009 Ставрополь, ул. Пушкина 1
E-mail: bormail@list.ru

Как известно, магнитный момент ферромагнитной частицы имеет определённую связь с осью лёгкого намагничивания. При этом, если выполняется условие $K_a V < kT$, где K_a – константа магнитной анизотропии, V – объём частицы, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, то направление вектора магнитного момента перестаёт быть связанным с ориентацией твёрдой частицы и должна наблюдаться хаотическая ориентация вектора намагниченности этой частицы относительно двух взаимно противоположных направлений оси лёгкого намагничивания.

Возможны две точки зрения [1] относительно временных характеристик процесса флуктуаций вектора намагниченности частицы. Согласно одной из них [2] (модель дискретных ориентаций) предполагается, что вектор намагниченности частицы находится длительное время в каком-либо одном энергетически равновесном состоянии, но когда происходит переход из этого равновесного состояния в другое, то осуществляется он практически мгновенно, причём в случае одноосной анизотропии эта модель описывается временем τ_p релаксации в соответствии с классическим неелевским законом:

$$\tau_p = \tau_0 \exp\left(\frac{K_a V}{kT}\right), \quad (1)$$

где $\tau_0 \approx 10^{-9}$ c – время ларморовой прецессии внешних электронов d-оболочек твёрдой фазы частицы во внутрикристаллическом поле.

Согласно другой точке зрения [1] предполагается непрерывное движение вектора намагниченности под действием случайных сил термодинамического происхождения.

Модель дискретных ориентаций не может удовлетворительно обосновать причину длительной задержки вектора намагниченности в одном из равновесных состояний. Именно, ввиду этого обстоятельства, рассматриваемая модель не нашла широкого употребления. С другой стороны, модель непрерывных ориентаций также приводит к известным трудностям.

Автору настоящей работы удалось показать, что механизм флуктуации магнитного момента однодоменной частицы во многом определяется наличием дефектов кристаллической решётки, а уравнение (1) носит приближённый характер, так как не учитывает этого обстоятельства. Иными словами можно говорить о том, что процессы разрушения и последующего восстановления спонтанной упорядоченности вдоль оси лёгкого намагничивания однодоменной частицы должны сопровождаться своего рода анизотропной формой неелевской релаксации вектора магнитного момента однодоменной частицы, который при переходе из основного состояния в инверсное должен преодолевать разные потенциальные барьеры:

$$E_{n1} = -K_a V;\ E_{n2} = -K_a\left(V - 2V_{yn}\right), \quad (2)$$

где V_{yn} - суммарный объём дефектных областей.

Легко заметить, что при V_{yn}=0 формулы (2) дают выражения для потенциальных барьеров [3] классической (равновероятной) неелевской релаксации:

$$E_{n1} = E_{n2} = -K_a V.$$

Если представить время τ_{pa} анизотропной релаксации намагниченности частицы в виде суммы $\tau_{pa} = \tau_{1p} + \tau_{2p}$, где τ_{1p} и τ_{2p} - время нахождения вектора магнитного момента частицы в одном из равновесных состояний, то в нашем случае будем иметь соотношение $\tau_{1p} \neq \tau_{2p}$. В предельном случае, когда $V_{уп}= 0$ должно выполняться равенство $\tau_{1p} = \tau_{2p}$.

Вероятности переходов[1] вектора намагниченности в то или иное равновесное состояние по Неелю задаются формулами [3]:

$$\left.\begin{aligned} p_1 &= f_0 \exp\left(-\frac{E_{n1} - E_1}{kT}\right) \\ p_2 &= f_0 \exp\left(-\frac{E_{n2} - E_2}{kT}\right) \end{aligned}\right\}, \quad (3)$$

где E_1 и E_2 - энергия частицы в соответствующих равновесных состояниях; E_{n1} и E_{n2} - потенциальные барьеры, которые вектор намагниченности частицы должен преодолеть при переходе в соответствующее равновесное состояние; $f_0 \approx \frac{\gamma}{2\pi} H_{эф}$, $\gamma \approx 17{,}593 \cdot 10^8 \, c^{-1}Э^{-1}$ - гиромагнитное отношение, $H_{эф}$ - эффективное молекулярное поле, эквивалентное внешнему магнитному полю такое величины, которая достаточна для того, чтобы перемагнитить частицу даже в том случае, когда тепловые флуктуации практически не оказывают влияния на её магнитные свойства. Величина f_0 считается константой (хотя и есть слабая связь с температурой), имеющей размерность частоты.

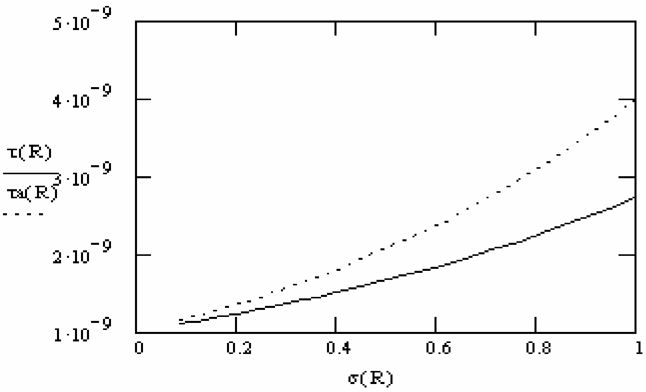

Рис. 1.

В работе показано, что для анизотропной релаксации система уравнений (3) принимает вид:

$$\left.\begin{aligned} p_{1a} &= f_0 \exp\left(-\frac{K_a V}{kT}\right) \\ p_{2a} &= f_0 \exp\left(-\frac{K_a V}{kT}\right) \exp\left(-\frac{2K_a V_{уп}}{kT}\right) \end{aligned}\right\}. \quad (4)$$

Тогда из (4) находим:

$$p_{1a} + p_{2a} = f_0 \exp\left(-\frac{K_a V}{kT}\right) \cdot \left[1 + \exp\left(-\frac{2K_a V_{уп}}{kT}\right)\right]. \quad (5)$$

Из (5) имеем:

$$\tau_{pa} = \tau_0 \exp \frac{K_a V}{kT} \cdot \frac{2}{1 + \exp\left(-\frac{2K_a V_{уп}}{kT}\right)}, \quad (6)$$

[1] Здесь речь идёт не о математических вероятностях, а о частотах рассматриваемых процессов.

где $\tau' = f_0^{-1}$ и $\tau' = 2\tau_0$. На рисунке 1 представлены графически зависимости (1) и (6) от параметра $\sigma = K_a V / kT$.

Легко заметить, что если $V_{yn} = 0$, то из (6) следует, что $\tau_{pa} = \tau_0 \exp\dfrac{K_a V}{kT} \equiv \tau_p$, то есть, как и следовало ожидать, имеем классический случай равновероятной релаксации.

Путём несложных математических преобразований также показано, что механизм анизотропной неелевской релаксации магнитного момента может быть полностью описан следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \tau_{pa} = \tau_p \dfrac{2p_0}{1+p_0} \\ \tau_{1p} = \tau_{pa} \dfrac{p_0}{1+p_0}, \\ \tau_{2p} = \dfrac{\tau_{pa}}{1+p_0} \end{cases} \qquad (7)$$

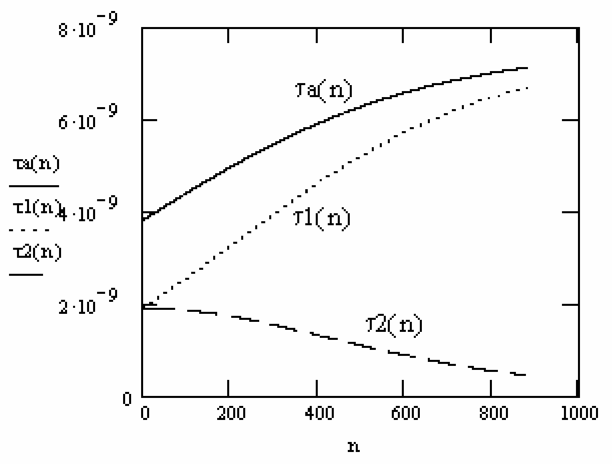

Рис. 2.

где $p_0 = \exp\dfrac{2K_a V_{yn}}{kT}$. Из (7) следует, что при $V_{yn} \neq 0$ всегда следует $\tau_{p1} > \tau_{p2}$ и только при $V_{yn} = 0$ имеем, как и следует ожидать, $\tau_{p1} = \tau_{p2} = \dfrac{\tau_{pa}}{2}$.

Если $V_{yn} = na_0^3$, где $n \geq 1$, $a_0 = 8{,}39\,\mathring{A}$ - постоянная кристаллической решётки магнетита, то для частиц с радиусом 5 нм и при $V_{yn} = 0{,}59 \cdot 10^{-21} n\ см^3$ имеем следующие соотношения анизотропной релаксации в виде:

$$p_0 = 1{,}001568^n,$$

$$\tau_{pa} = \tau_p \frac{2 \cdot 1{,}001568^n}{1 + 1{,}001568^n},$$

$$\tau_{p1} = \tau_{pa} \frac{1{,}001568^n}{1 + 1{,}001568^n},$$

$$\tau_{p2} = \frac{\tau_{pa}}{1 + 1{,}001568^n}.$$

Графически зависимости (7) от n представлены на рисунке 2.

Литература

1. Петров Ю. И. Физика малых частиц. Наука, М. (1982).
2. Brown W. F. Phys. Rev. **B10**, *5*, 1677 (1963).
3. Вонсовский С. В. Магнетизм. Наука, М. (1971).