УДК 548:537;538.955.405

© Физика твердого тела, том 36, № 11, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 11, 1994

УСИЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СИСТЕМЕ МЕЛКИХ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

Э.К.Садыков, А.Г.Исавнин

В последние годы пристальное внимание уделялось эффекту стохастического резонанса [1], имеющему место в бистабильной системе при одновременном воздействии на нее шума и сигнала. В работе [2] была предложена новая интерпретация этого явления: оно связывалось с колоколообразной зависимостью коэффициента усиления сигнала в такой системе от интенсивности шума. Недавно стохастический резонанс рассматривался нами [3,4] применительно к ансамблю малых магнитных частиц, имеющих одноосную магнитную анизотропию. В данном случае уместно вести речь о принципиально новом механизме перемагничивания и усиления переменного магнитного поля.

Рассмотрим динамику магнитного момента частицы с одноосной анизотропией в поле, осциллирующем вдоль легкой оси. Размеры частицы таковы, что при данной температуре существенную роль играет диффузионное движение момента по сфере. Для упрощения вычислений будем по аналогии с [3] использовать модель дискретных ориентаций. Суть ее состоит в том, что при выполнении условия $vK/kT \gg 1$ (v — объем частицы, K — константа анизотропии) поведение момента частицы можно описать в общем случае беспорядочными скачками его между двумя стабильными ориентациями. Динамику системы описывает управляющее уравнение [1]

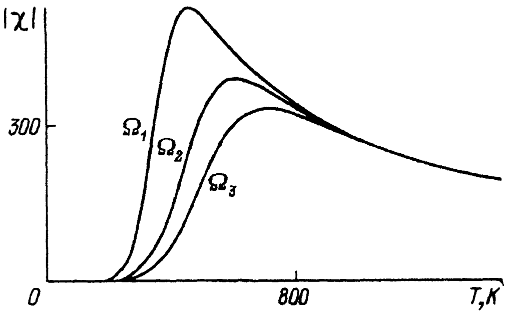
$$\frac{dn_+}{dt} = -\frac{dn_-}{dt} = W_-(t)n_- - W_+(t)n_+ = W_-(t) - [W_-(t) + W_+(t)]n_+. \quad (1)$$

Здесь $n_\pm$ — вероятность того, что дискретная динамическая переменная $x = M\cos\theta$ (проекция вектора намагниченности частицы на легкой оси) примет значение $\pm M$; $W_\pm(t)$ — скорость выхода из $\pm$ состояния определяется формулой типа Крамерса

$$W_\pm(t) = \alpha_0 \exp\left(-\frac{vK}{kT} - \mu_0 \frac{MHv}{kT}\cos\Omega t\right). \quad (2)$$

Внешнее поле задано, $H(t) = H\cos\Omega t$. Аналитическое решение уравнения (1) в приближении малых H имеет вид

$$n_+(t|x_0,t_0) = \frac{1}{2}\Bigg[\exp(-W_0(t-t_0))\left(2\delta_{x_0 M} - 1 - A\frac{W_0\cos(\Omega t_0-\varphi)}{(W_0^2+\Omega^2)^{1/2}}\right) + \\ +1 + \frac{AW_0\cos(\Omega t-\varphi)}{(W_0^2+\Omega^2)^{1/2}}\Bigg], \quad (3)$$



Зависимость магнитной восприимчивости $|\chi|$ от температуры для железной частицы (константа анизотропии $K = 4 \cdot 10^4$ J/m^3, намагниченность насыщения $M = 1.72 \cdot 10^6$ A/m, объем частицы $v = 10^{-24}$ m^3). Частоты внешнего поля $\Omega_1 = 10^7$, $\Omega_2 = 5 \cdot 10^7$, $\Omega_3 = 10^8$ s^{-1}.

где

$$W_0 = 2\alpha_0 \exp\left(-\frac{vK}{kT}\right),$$

$$A = \mu_0 \frac{MHv}{kT}, \quad \varphi = \mathrm{arctg}(\Omega/W_0).$$

Здесь $n_+(t|x_0, t_0)$ — условная вероятность того, что $x(t)$ примет значение $+M$ в момент времени t при условии, что в момент времени t_0 состояние было x_0 ($+M$ или $-M$); $\delta_{x_0 M}$ — символ Кронекера. Спектр мощности такой системы [3]

$$\langle S(\omega)\rangle_t = \int \langle\langle x(t)x(t+\tau)\rangle\rangle_t \exp(-i\omega\tau)d\tau =$$

$$= \left[1 - \frac{W_0^2 A^2}{2(W_0^2 + \Omega^2)}\right]\left[\frac{2M^2 W_0}{W_0^2 + \omega^2}\right] + \frac{\pi M^2 W_0^2 A^2}{2(W_0^2 + \Omega^2)}[\delta(\omega - \Omega) + \delta(\omega + \Omega)]. \quad (4)$$

Как и следовало ожидать, спектр мощности состоит из двух частей: контура Лоренца, соответствующего хаотическому тепловому изменению ориентации намагниченности, и δ-пика, описывающего регулярную компоненту движения вектора $\mathbf{M}$ на частоте внешнего сигнала Ω.

Вычислим теперь зависящее от времени асимптотическое среднее значение $\langle x(t)\rangle$, пользуясь (3), при $t_0 \to -\infty$

$$\langle x(t)\rangle = M(t) = H(\mathrm{Re}\,\chi \cos\Omega t + \mathrm{Im}\,\chi \sin\Omega t), \quad (5)$$

$$\mathrm{Re}\,\chi = \frac{MAW_0^2}{H(W_0^2 + \Omega^2)}, \quad \mathrm{Im}\,\chi = \frac{MAW_0\Omega}{H(W_0^2 + \Omega^2)}. \quad (6)$$

Нетрудно учесть хаотическое расположение частиц на легкой оси относительно внешнего поля. В результате в выражениях (6) появится множитель 1/2. Данное рассмотрение предполагает, что образец представляет собой немагнитную матрицу с внедренными в нее однодоменными ферро(ферри)магнитными частицами, достаточно удаленными друг от друга, чтобы их можно было считать изолированными. Следовательно, выражения (6) необходимо дополнить «разбавляющим» фактором, равным отношению суммарного объема частиц к полному объему образца. Введение такого фактора существенно уменьшает величину восприимчивости (в 10^5-10^6 раз). Поэтому речь не идет о возможном использовании такой системы, как усилителя поля в макроскопическом смысле. Если же рассматривать данное явление в качестве механизма усиления поля, действующего на ядро, то необходимость такого множителя отпадает.

Коэффициент усиления поля в последнем случае можно получить из соотношений

$$A_{nf}\langle S\rangle I = g_n\mu_n I\mu_0 H_n, \quad g_e\mu_{\rm B}\langle S\rangle = |\chi| H v_0, \tag{7}$$

определяющих соответственно усредненные по стохастическим переменным энергию сверхтонкого взаимодействия и магнитный момента на один атом

$$K_y = \frac{H_{\rm n}}{H} = \frac{A_{nf}v_0}{g_{\rm n}\mu_{\rm n}g_e\mu_{\rm B}\mu_0}|\chi|. \tag{8}$$

Здесь A_{nf} — константа сверхтонкого взаимодействия, $H_{\rm n}$ — поле на ядре, $\mu_{\rm n}$ — ядерный магнетон, $\mu_{\rm B}$ — магнетон Бора, v_0 — объем элементарной ячейки, I — спин ядра, μ_0 — магнитная постоянная.

Используя стандартные для железа значения A_{nf} ($\sim 10^{-27}$ J), получим, что множитель перед $|\chi|$ в (8) имеет величину ~ 1. На рисунке показана зависимость $|\chi|(T)$ при нескольких Ω для железной частицы.

В заключение отметим, что поле, возникающее благодаря данному механизму, по существу является результатом усреднения по стохастическим переменным. Но не нужно забывать, что результаты эксперимента отражают наличие не только когерентного, но и хаотического поля. В частности, совместное влияние этих двух сверхтонких полей было продемонстрировано на примере мессбауэровских спектров [4].

Список литературы

[1] McNamara B., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. A. 1989. V. 39. N 9. P. 4854–4869.
[2] Jung P., Hangii P. // Phys. Rev. A. 1991. V. 44. N 12. P. 8032–8042.
[3] Садыков Э.К. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 11. С. 3302–3307.
[4] Садыков Э.К., Скворцов А.И. // ФТТ. 1991. Т. 39. № 9. С. 2725–2732.

Казанский государственный университет

Поступило в Редакцию 16 февраля 1994 г.