

# Стохастический резонанс в мелкодисперсных магнетиках: механизм подбарьерного перемагничивания

© А.Г. Исавнин

Камский политехнический институт,  
423810 Набережные Челны, Россия

E-mail: lsavnin@mail.ru

(Поступила в Редакцию 25 октября 2000 г.)

Теоретически рассмотрено явление стохастического резонанса в системе однодоменных частиц с магнитной анизотропией типа "легкая ось" при температурах, близких к абсолютному нулю, когда преобладают туннельные переходы вектора магнитного момента между устойчивыми состояниями. Расчеты выполнены на основе управляющего уравнения в рамках модели дискретных ориентаций в квазиadiaбатическом приближении. Вычислены компоненты динамической магнитной восприимчивости системы, находящейся под воздействием слабого радиочастотного поля. Произведена оценка критической температуры, при которой происходит переход от надбарьерного механизма перемагничивания к подбарьерному.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда (ISF) (грант NNT300).

1. Явление стохастического резонанса, заключающееся в прохождении через отчетливый максимум отклика мультистабильной (т.е. имеющей несколько устойчивых состояний) системы на слабый внешний периодический сигнал при равномерном увеличении шума в системе, довольно хорошо изучено и теоретически [1,2], и экспериментально [3]. Для системы малых магнитных одноосных частиц, каждая из которых представляет собой бистабильный элемент, двум устойчивым состояниям которого соответствуют две противоположные ориентации вектора магнитного момента вдоль легкой оси, данный эффект рассматривался при термической активации системы [4,5]. В этом случае внутренний шум в системе связывался с тепловыми скачками вектора намагниченности над потенциальным барьером, разделяющим два минимума энергии. Компоненты динамической магнитной восприимчивости, рассматриваемой как отклик системы на слабое внешнее радиочастотное поле, имели характерную для стохастического резонанса немонокотонную колоколообразную зависимость от температуры.

Затем стохастический резонанс теоретически исследовался в подобной системе при температуре абсолютного нуля, когда тепловые надбарьерные скачки намагниченности полностью исключены, а перемагничивание частицы происходит вследствие подбарьерных туннельных переходов магнитного момента [6]. Явление макроскопического квантового туннелирования намагниченности из метастабильных состояний было предсказано теоретически [7] и вскоре нашло экспериментальное подтверждение [8]. В отличие от случая термически активированной системы [4,5] для квантовых переходов необходимо приложение дополнительного постоянного магнитного поля перпендикулярно легкой оси частицы.

Наличие такого поля вызывает искажение осевой симметрии гамильтониана системы, что делает туннелирование намагниченности возможным [7]. Изменяя величину этого поля, можно управлять средней скоростью квантовых переключений магнитного момента, а значит, и изменять уровень внутреннего шума в системе.

В настоящей работе рассмотрен объединенный случай надбарьерного и подбарьерного механизмов перемагничивания одноосных мелкодисперсных частиц. Стохастический резонанс рассматривается в такой системе при низких температурах (вблизи 0 К), когда действуют оба механизма перемагничивания.

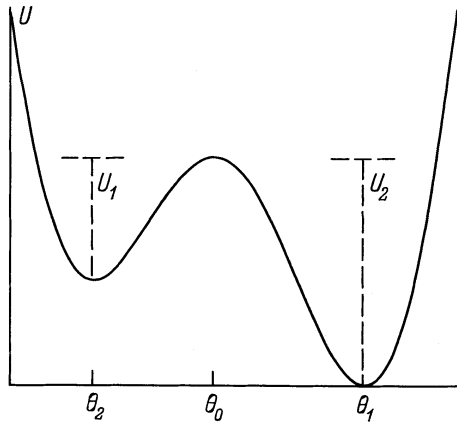
2. Энергия частицы в сферических координатах имеет вид

$$E(t) = K v \sin^2 \theta - \mu_0 H M v \sin \theta \cos \varphi + \mu_0 A M v \cos \theta \sin(\Omega t). \quad (1)$$

Здесь  $K$  — константа магнитной анизотропии,  $v$  — объем частицы,  $H$  — напряженность постоянного поля, приложенного перпендикулярно легкой оси,  $A$ ,  $\Omega$  — амплитуда и частота слабого радиочастотного модулирующего поля, приложенного вдоль легкой оси. Для упрощения расчетов перейдем к следующему стационарному потенциалу [6], который является усреднением (1) по половине периода модуляции при  $\varphi = 0$

$$U = K v \sin^2 \theta - \mu_0 H M v \sin \theta + \mu_0 H_1 M v \cos \theta, \quad (2)$$

здесь  $H_1 = 2A/\pi$ . Такая модель предполагает скачкообразное изменение энергии системы: в течение одного полупериода модуляции потенциал имеет вид, изображенный на рис. 1, в следующую половину периода картина изменяется на противоположную (знак последнего



**Рис. 1.** Бистабильный потенциал (2) системы — результат усреднения (1) по половине периода модуляции  $1/\Omega$ . Углы  $\theta_n = \pi/2 - \delta_n$ .

слагаемого в (2) изменится): нижний минимум будет расположен слева, верхний — справа и т.д. Скорость туннелирования намагниченности достигает заметных значений при  $H$ , близком к  $H_c = 2K/(\mu_0 M)$  [7], так что удобно в расчетах перейти к углам  $\delta = \pi/2 - \theta \ll 1$ . Экстремумы (2) найдем из условия  $dU/d\theta = 0$

$$\delta^3 - (H_1/H_c)\delta^2 - 2\varepsilon\delta + 2H_1/H_c = 0, \quad (3)$$

где  $\varepsilon = 1 - H/H_c \ll 1$ . При условии  $H_1/H_c \ll 1$  решение данного кубического уравнения имеет вид

$$\delta_n = H_1/(3H_c) + 2(2\varepsilon/3)^{1/2} \cos((\phi + 2\pi n)/3), \quad n = 0, 1, 2,$$

$$\cos \phi \approx -H_1/(H_c(2\varepsilon/3)^{3/2}). \quad (4)$$

$\delta_1, \delta_2$  соответствуют двум минимумам, а  $\delta_0$  — максимуму энергии системы. Система с потенциалом (2) является бистабильной, если  $H < H_{c1} = (1 - 3/2[H_1/H_c]^{2/3})H_c$ . При нарушении этого условия сохраняется лишь один минимум. Скорость туннелирования намагниченности обычно задается выражением  $W = \omega_0 \exp(-S_E/\hbar)$  [7], и в случае потенциального барьера параболической формы ВКБ-показатель связан с высотой барьера  $U_0$  соотношением [9]

$$\frac{S_E}{\hbar} \approx \frac{2\pi U_0}{\hbar\omega_0}. \quad (5)$$

Здесь  $\omega_0$  — частота попыток, которая определяется кривизной минимума потенциала и обычно приблизительно равна частоте ларморовой прецессии вокруг соответствующего эффективного поля  $\omega_0 \sim \mu_0 \gamma H / \cos \delta_2$  ( $\gamma$  — гиромагнитное отношение), что составляет примерно  $10^9 - 10^{10} \text{ s}^{-1}$ . В [6] рассматривалась ситуация  $T = 0 \text{ K}$ ,

т. е. предполагалась возможность туннелирования намагниченности только с самого дна потенциальной ямы. При температурах выше абсолютного нуля необходимо учитывать возможность туннелирования и с более высоких уровней  $E_n = (1/2 + n)\hbar\omega_0$ . В этом случае скорости туннелирования из верхнего минимума потенциала (2) (левого на рис. 1)  $W_+$  и из нижнего (правого) минимума  $W_-$  будут определяться выражениями

$$W_+ = \frac{1}{Z_0} \sum_{n=0}^{\infty} W(E_n) \exp(-E_n/kT),$$

$$Z_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-E_n/kT),$$

$$W_- = \frac{1}{Z_0} \sum_{n=N}^{\infty} W(E_n) \exp(-E_n/kT). \quad (6)$$

Здесь

$$W(E_n) = \omega_0 [1 + \exp(-2\pi(E_n - U_0)/\hbar\omega_0)]^{-1} \quad (7)$$

— скорость туннелирования с метастабильного уровня  $E_n$  сквозь параболический барьер [9]. Используя предельные выражения соотношения (7) для случаев  $E_n \ll U_0$  и  $E_n \gg U_0$ , перепишем скорости туннелирования намагниченности в следующей форме:

$$\begin{aligned} W_+ &\cong \frac{\omega_0}{Z_0} \left\{ \sum_{n=0}^{M-1} \exp\left(-2\pi\left(\frac{U_1}{\hbar\omega_0} - \left(\frac{1}{2} + n\right)\right)\right) \right. \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{\left(\frac{1}{2} + n\right)\hbar\omega_0}{kT}\right) \\ &\quad \left. + \left(1 + \exp\left(-2\pi\left(\frac{1}{2} + M - \frac{U_1}{\hbar\omega_0}\right)\right)\right)^{-1} \right. \\ &\quad \left. \times \exp\left(-\frac{\left(\frac{1}{2} + M\right)\hbar\omega_0}{kT}\right) + \sum_{n=M+1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\left(\frac{1}{2} + n\right)\hbar\omega_0}{kT}\right) \right\} \\ &= \omega_0 \left\{ \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right)\right) \right. \\ &\quad \times \left[ \frac{\exp\left(-\frac{2\pi U_1}{\hbar\omega_0} + \pi\right) - \exp\left(-\frac{U_1}{kT} + \frac{\hbar\omega_0}{2kT}\right)}{1 - \exp\left(2\pi - \frac{\hbar\omega_0}{kT}\right)} \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{U_1}{kT} + \frac{\hbar\omega_0}{2kT}\right) \right] + \exp\left(-\frac{U_1}{kT} + \frac{\hbar\omega_0}{2kT}\right) \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_- &\cong \frac{\omega_0}{Z_0} \left\{ \sum_{n=N}^{N+M-1} \exp \left( -2\pi \left( \frac{U_2}{\hbar\omega_0} - \left( \frac{1}{2} + n \right) \right) \right) \right. \\
&\times \exp \left( -\frac{\left( \frac{1}{2} + n \right) \hbar\omega_0}{kT} \right) \\
&+ \left( 1 + \exp \left( -2\pi \left( \frac{1}{2} + M + N \frac{U_2}{\hbar\omega_0} \right) \right) \right)^{-1} \\
&\times \exp \left( -\frac{\left( \frac{1}{2} + M + N \right) \hbar\omega_0}{kT} \right) + \sum_{n=M+N+1}^{\infty} \exp \left( -\frac{\left( \frac{1}{2} + n \right) \hbar\omega_0}{kT} \right) \left. \right\} \\
&= \omega_0 \left\{ \left( 1 - \exp \left( -\frac{\hbar\omega_0}{kT} \right) \right) \right. \\
&\times \left[ \frac{\exp \left( -\frac{2\pi U_1}{\hbar\omega_0} - \frac{U_2 - U_1}{kT} + \frac{\hbar\omega_0}{kT} \right) - \exp \left( -\frac{U_2}{kT} + \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \right)}{1 - \exp \left( 2\pi - \frac{\hbar\omega_0}{kT} \right)} \right. \\
&\left. \left. + \frac{1}{2} \exp \left( -\frac{U_2}{kT} + \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \right) \right] + \exp \left( -\frac{U_2}{kT} + \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \right) \right\}. \quad (8)
\end{aligned}$$

Здесь  $U_1 = (1/2 + M)\hbar\omega_0$ ,  $U_2 = (1/2 + M + N)\hbar\omega_0$  — глубины потенциальных ям соответственно для верхнего и нижнего минимумов (рис. 1). Для динамической скорости туннелирования, соответствующей случаю внешней периодической модуляции системы радиочастотным полем, удобно использовать следующую модель, проверенную численными расчетами для  $T = 0$  К [6]:

$$\begin{aligned}
W(t) &= (W_1 + W_2 \sin \Omega t)/2, \\
W_1 &= W_+ + W_-, \quad W_2 = W_+ - W_-. \quad (9)
\end{aligned}$$

3. В качестве отклика системы на слабое переменное поле рассмотрим динамическую магнитную восприимчивость. В приближении дискретных ориентаций в квазиadiaбатическом пределе решение соответствующего управляющего уравнения для скоростей переходов и населенностей устойчивых состояний выглядит так [1,4,6]

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re} \chi &= \frac{M \sin \delta_2 W_1 W_2}{H_1 (W_1^2 + \Omega^2)}, \quad \operatorname{Im} \chi = \frac{M \sin \delta_2 W_2 \Omega}{H_1 (W_1^2 + \Omega^2)}, \\
|\chi| &= \frac{M \sin \delta_2 W_2}{H_1 (W_1^2 + \Omega^2)^{1/2}}. \quad (10)
\end{aligned}$$

На рис. 2 представлена действительная компонента динамической магнитной восприимчивости, изменяющаяся синфазно с внешним переменным полем. Отчетливо виден вклад туннельного механизма перемагничивания (кривая *a*) для системы при отличных от нуля температурах. Кривая *b* построена без учета квантовых поправок, связанных с возможностью подбарьерных переходов намагниченности, т.е. с использованием только последних слагаемых в (8), связанных с надбарьерными переходами. Рис. 3 представляет восприимчивость системы (с учетом теплового и квантового механизмов)

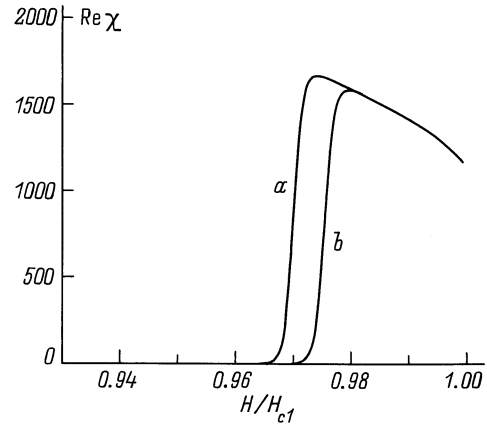


Рис. 2. Вещественная компонента динамической магнитной восприимчивости для частицы железа ( $K = 4 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>,  $M = 1.72 \cdot 10^6$  А/м,  $v = 10^{-26}$  м<sup>3</sup>) при температуре  $T = 0.005$  К,  $\Omega = 10^5$  с<sup>-1</sup>,  $H_1/H_c = 0.01$ . Кривая *a* построена с учетом квантовых и тепловых флуктуаций намагниченности, кривая *b* соответствует только тепловому надбарьерному механизму перемагничивания.

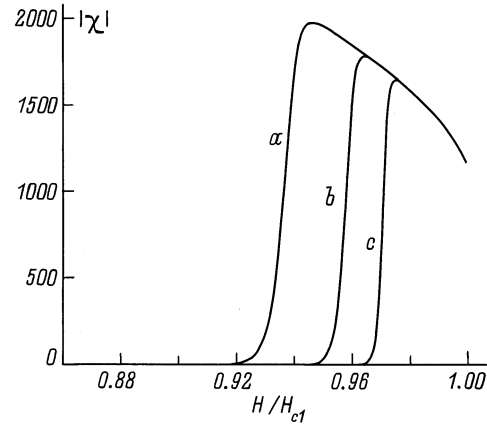


Рис. 3. Магнитная восприимчивость для частицы железа ( $K = 4 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>,  $M = 1.72 \cdot 10^6$  А/м,  $v = 10^{-26}$  м<sup>3</sup>,  $\Omega = 10^5$  с<sup>-1</sup>,  $H_1/H_c = 0.01$ ) при низких температурах. Кривой *a* соответствует  $T = 0.02$ , *b* — 0.01, *c* — 0.001 К.

при различных низких температурах. Эффекты макроскопического квантового туннелирования намагниченности наиболее четко проявляются ниже некоторой температуры  $T_c$  (температуры кроссовера [7]), которую можно оценить с помощью соотношения  $T_c \sim \hbar\omega_0/(2\pi k)$ , сравнивая показатели скорости туннелирования (5) и крамеровской скорости тепловых надбарьерных переходов  $W_k \sim \exp(-U_0/kT)$ . Значения этой критической температуры порядка 0.01 К, и при температурах выше  $T_c$  в системе уже преобладают надбарьерные переходы, т.е. тепловой механизм перемагничивания.

4. В заключение хотелось бы отметить, что с точки зрения возможности наблюдения стохастического резонанса в квантовом режиме рассматриваемый эффект

имеет достаточно хорошее разрешение, например при  $H_1/H_c = 0.01$  и  $H/H_{c1} = 0.9$   $\delta_2 = 31^\circ$ . Поскольку обычно высота потенциального барьера  $U_0$  пропорциональна объему частицы  $v$ , для достижения существенных значений скорости туннелирования удобно выбирать более мелкие частицы, обладающие высокой точкой Кюри ( $T_K \sim 500\text{--}1000$  К), ферромагнетизм как кооперативное явление разрушается при размерах частиц  $d_0 \sim 1$  нм. Такой нижний предел выбора размеров частиц определяется сопоставлением "нулевой энергии" и энергии магнитного упорядочения

$$\Delta\varepsilon_0 \cong \frac{(\Delta p)^2}{2m} \cong \frac{\hbar^2}{2md_0^2}, \quad \Delta\varepsilon_M \cong kT_K. \quad (11)$$

Современные экспериментальные установки на базе SQUID позволяют регистрировать скачки вектора магнитного момента единственной изолированной частицы при близких к 0 К температурах [10]. В данной работе не учитывалось влияние процессов диссипации на динамику намагниченности [11]. Такие процессы могут являться результатом взаимодействия с фононами, ядерными спинами, возмущениями Стокера, вихревыми токами в магнетиках.

## Список литературы

- [1] B. McNamara, K. Wiesenfeld. *Phys. Rev.* **A39**, 9, 4854 (1989).
- [2] P. Jung, P. Hanggi. *Phys. Rev.* **A44**, 12, 8032 (1991).
- [3] A.N. Grigorenko, P.I. Nikitin, A.N. Slavin, P.Y. Zhou. *J. Appl. Phys.* **76**, 10, 6335 (1994).
- [4] Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин. *ФТТ* **36**, 11, 3473 (1994).
- [5] Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин. *ФТТ* **38**, 7, 2104 (1996).
- [6] Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин, А.Б. Болденков. *ФТТ* **40**, 3, 516 (1998).
- [7] E.M. Chudnovsky, L. Gunther. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 8, 661 (1988).
- [8] J. Tejada, X.X. Zhang, L. Balcells. *J. Appl. Phys.* **73**, 10, 6709 (1993).
- [9] I. Affleck. *Phys. Rev. Lett.* **46**, 6, 388 (1981).
- [10] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, D. Mailly, B. Barbara, A. Benoit, L. Thomas, G. Suran. *J. Magn. Magn. Mater.* **145**, 1–2, 33 (1995).
- [11] A. Garg. *J. Appl. Phys.* **76**, 10, 6168 (1994).