Подавление шума в системе легкоосных суперпарамагнитных частиц в условиях радиочастотной модуляции

© А.Г. Исавнин

Камский политехнический институт,
423810 Набережные Челны, Россия

(Поступила в Редакцию 1 октября 2001 г.)

Теоретически рассмотрено явление стохастического разонанса в термически активированной системе малых магнитных частиц с анизотропией типа „легкая ось“. Расчеты выполнены в рамках модели дискретных ориентаций с использованием квазидиабатического приближения. Вычислена мощность выходного теплового шума суперпарамагнитных частиц. Оценена величина эффекта подавления шума при наличии радиочастотной модуляции для различных температур. Произведен учет разброса по размерам и по направлениям легких осей для реальных железных образцов.

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

1. Явление стохастического резонанса, заключающееся в прохождении отклика мультистабильной (т. е. имеющей несколько устойчивых состояний) модулированной системы через отчетливый максимум при равномерном увеличении шума, достаточно хорошо изучено теоретически [1] и имеет довольно широкий спектр приложений. В качестве отклика на слабый внешний периодический сигнал обычно рассматривают величину отношения сигнал/шум на выходе системы. В работе [2] было предложено считать откликом амплитуду выходного периодического сигнала системы и изучать явление с точки зрения возможности усиления слабых периодических сигналов. Такая интерпретация стохастического резонанса удобна, например, при рассмотрении модуляционных эффектов в малых магнитных частицах, так как делает более наглядной физическую основу явления. При этом отклик системы на слабое внешнее радиочастотное поле может определяться, например, компонентами динамической восприимчивости системы. Если частицы однодоменны и имеют магнитную анизотропию типа „легкая ось“, т. е. представляют собой бистабильные элементы, двум устойчивым состояниям которых соответствуют две противоположные ориентации вектора магнитного момента вдоль легкой оси, то для них возможна реализация стохастического резонанса. Малость размеров таких частиц приводит к явлению суперпарамагнетизма, так что при термической активации магнитный момент частицы может преодолеть потенциальный барьер, разделяющий два минимума, и изменить свое направление вдоль легкой оси на противоположное. Внутренний шум в данном случае связывается с подобными тепловыми скачками вектора магнитного момента, а уровень шума определяется температурой [3]. Случай квантовых флуктуаций намагнический ности, т. е. механизм подбарьерного туннельного перемагничивания в условиях стохастического резонанса при предельно низких температурах, был рассмотрен в [4]. Кроме общефизического интереса исследование данного явления в области микромагнетизма может иметь и существенное прикладное значение, так как малые частицы, обладая специфическими свойствами, определяют характеристики таких материалов, как магнитные основы для записи и хранения информации, феррожидкости, кластерные структуры, пигменты красителей, некоторые катализаторы и т. д.

2. В настоящей работе эффект стохастического резонанса рассматривается как возможный механизм уменьшения интенсивности тепловых флуктуаций намагниченности в модулированной радиочастотным полем системе однодоменных магнитных частиц с анизотропией типа „легкая ось“. Расчеты производятся в рамках модели дискретных ориентаций, предполагающей, что вектор магнитного момента суперпарамагнитной частицы может находиться лишь в двух состояниях, соответствующих минимумам двухъямного потенциала. Магнитная энергия одноосной частицы для рассматриваемой задачи имеет вид

$$E = -Kv\cos^2\Theta - \mu_0 MHv\cos\Theta\cos(\Omega t), \qquad (1)$$

где первое слагаемое описывает взаимодействие магнитного момента частицы с полем анизотропии (K — константа анизотропии, v — объем частицы), второе — с внешним переменным полем (M — намагниченность насыщения; H, Ω — амплитуда и частота внешнего переменного поля); Θ — угол между вектором намагниченности и легкой осью. Модель дискретных ориентаций предполагает выполнение условия высокого потенциального барьера $Kv \gg kT$, где T — температура. Тем самым непрерывная диффузия магнитного момента частицы по сфере заменяется его беспорядочными скачками между двумя направлениями вдоль легкой оси. Кроме того, расчеты в рамках данной модели справедливы лишь в квазидиабатическом пределе, когда частота внешнего сигнала ниже частоты локальной релаксации вектора магнитного момента суперпарамагнитной частицы к одному из направлений легкой оси. Преимущество модели дискретных ориентаций состоит в том, что это приближение позволяет перейти от громоздкого, решаемого численными методами уравнения Фоккера–Планка [5], описывающего модулированную стохастическую динамику вектора магнитного момента, к значительно более простому управляющему уравнению для скоростей переходов [1,3], решение которого может быть выражено аналитически.

При рассмотрении явления стохастического резонанса эффект внешней модуляции обычно предполагается малым по отношению к высоте потенциального барьера ($\mu_0 MH \ll K$). Именно такая ситуация представляет интерес, так как слабый периодический сигнал в отсутствие шума не вызывает переходов системы из одного состояния в другое. Усредненная по времени спектральная функция системы, определенная для положительных ω, состоит из двух частей: контура Лоренца, соответствующего хаотическому тепловому изменению ориентации намагниченности супермагнитных частиц, и δ-пика, описывающего регулярное движения вектора **M** на частоте внешнего сигнала Ω [3]

$$\langle S(\omega)\rangle_t = \int \langle\langle x(t)x(t+\tau)\rangle\rangle_t \exp(-i\omega\tau)d\tau$$
$$= \left[1 - \frac{W_0^2 A^2}{2(W_0^2+\Omega^2)}\right]\left[\frac{2M^2 W_0}{W_0^2+\Omega^2}\right]$$
$$+ \frac{\pi M^2 W_0^2 A^2}{2(W_0^2+\Omega^2)}\delta(\omega-\Omega). \qquad (2)$$

Здесь $W_0 = 2\alpha_0 \exp(-Kv/kT)$, $A = \mu_0 MHv/kT$, $\alpha_0 = 2\eta\gamma^2 K/\left[\sqrt{2\pi}(1+\eta^2\gamma^2 M^2)\right]$, γ — гиромагнитное отношение, η — параметр диссипации из уравнения Гильберта [6]. Полную выходную мощность системы можно найти интегрированием (2) по ω от нуля до бесконечности

$$P = P_n + P_s$$
$$= \left(1 - \frac{W_0^2 A^2}{2(W_0^2+\Omega^2)}\right)\pi M^2 + \frac{\pi M^2 W_0^2 A^2}{2(W_0^2+\Omega^2)}. \qquad (3)$$

Здесь первое слагаемое описывает мощность выходного шума, второе — мощность выходного сигнала системы. Очевидно, что шум системы уменьшается на величину сигнала — происходит трансформация энергии хаотической динамики в энергию согласованной, что и является отражением сути явления стохастического резонанса.

3. Выражение

$$P_n/P = 1 - W_0^2 A^2/\left(2(W_0^2+\Omega^2)\right) \qquad (4)$$

представляет собой отношение мощности выходного шума модулированной системы к мощности шума немодулированной системы. На рис. 1 показана температурная зависимость P_n/P для модулированной суперпарамагнитной железной частицы ($K = 4 \cdot 10^4$ J/m^3, $M = 1.72 \cdot 10^6$ A/m, $v = 10^{-24}$ m^3, $H = 10^3$ A/m) при различных частотах внешнего поля. Отчетливо видна тенденция увеличения степени подавления шума при снижении частоты модуляции. Результаты расчетов (4), выполненных в приближении дискретных ориентаций, позволяют определить диапазон изменений внутренних и внешних параметров (температура, размеры частиц, частота модуляции), в котором эффект подавления теплового шума окажется максимальным. В реальной системе, состоящей из большого числа суперпарамагнитных частиц, всегда имеется некоторый разброс частиц по размерам, что приводит к некоторому снижению эффек-

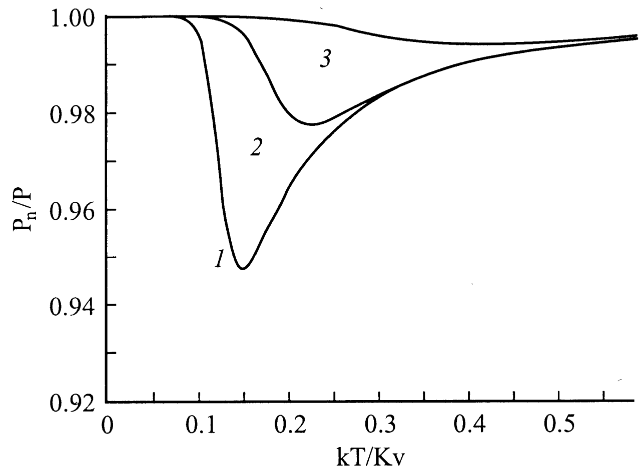

Рис. 1. Отношение мощности выходного шума P_n модулированной переменным полем системы к мощности шума P немодулированной системы для железной суперпарамагнитной частицы при различных частотах внешнего поля Ω: *1* — $\Omega = 10^5$, *2* — $\Omega = 10^6$, *3* — $\Omega = 10^7$ s^{-1}.

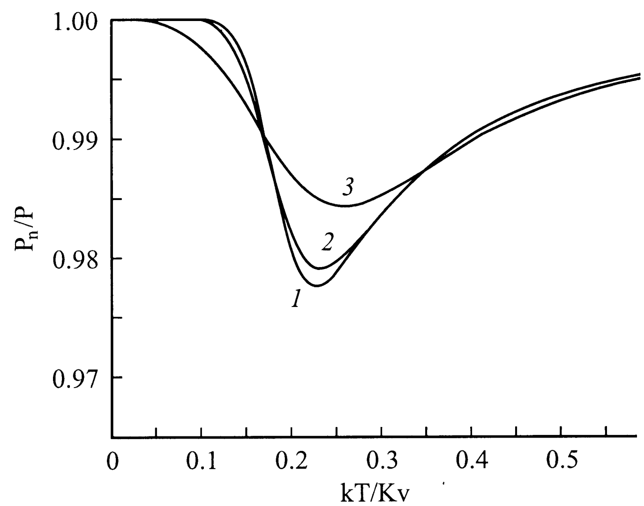

Рис. 2. Усредненное для нормального распределения железных суперпарамагнитных частиц по размерам отношение мощностей выходного шума P_n/P ($K = 4 \cdot 10^4$ J/m^3, $M = 1.72 \cdot 10^6$ A/m, $v_0 = 10^{-24}$ m^3, $H = 10^3$ A/m) при различных значениях параметра D: *1* — $D = 0.01$, *2* — 0.1, *3* — 0.3.

та. Для случая нормального распределения по объемам железных частиц, характеризуемого функцией Гаусса

$$f(v) = \frac{1}{\Delta v\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\left(\frac{v - v_0}{\Delta v\sqrt{2}}\right)^2\right], \quad \Delta v = v_0 D, \quad (5)$$

результат усреднения приведенной выходной мощности модулированной системы представлен на рис. 2. Последствия хаотического расположения легких осей суперпарамагнитных частиц можно учесть, усреднив скалярное произведение векторов **M** и **H** в (1) по углу Θ. В результате безразмерная амплитуда $A = \mu_0 MHv/kT$ внешнего модулирующего поля в(2) и далее дополнится множителем

$$\frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\pi/2} \cos\Theta d\Theta = \frac{2}{\pi}. \quad (6)$$

При этом авторы пренебрегают перпендикулярными (по отношению к легкой оси) компонентами радиочастотного поля, поскольку эти компоненты не вызывают явления стохастического резонанса. Рассмотренный эффект подавления теплового шума в определенной температурной области и соответствующее увеличение выходного сигнала можно достаточно отчетливо наблюдать на примере сателлитной структуры мессбауэровских спектров суперпарамагнитных частиц, модулированных радиочастотным полем [7].

Список литературы

[1] B.Mc Namara, K. Wiesenfeld. Phys. Rev. **A39**, *9*, 4854 (1989).
[2] P. Jung, P. Hanggi. Phys. Rev. **A44**, *12*, 8032 (1991).
[3] Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин. ФТТ **36**, *11*, 3473 (1994).
[4] Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин, А.Б. Болденков. ФТТ **40**, *3*, 516 (1998).
[5] Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин. ФТТ **38**, *7*, 2104 (1996).
[6] W.F. Brown, Jr. Phys. Rev. **130**, *5*, 1677 (1963).
[7] Э.К. Садыков, А.И. Скворцов, Ю.А. Антонов, А.Г. Исавнин. Известия РАН. Сер. физ. **58**, *4*, 101 (1994).