

ОТКЛИК СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЛЕГКОСНЫХ ЧАСТИЦ НА РАДИОЧАСТОТНОЕ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ПРИЛОЖЕННОГО ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ЛЕГКОЙ ОСИ

Теоретически рассмотрено явление стохастического резонанса для легкоосных суперпарамагнитных частиц при наличии дополнительного внешнего постоянного магнитного поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания. В приближении дискретных ориентаций вычислена динамическая восприимчивость по отношению к пробному переменному полю для однодоменной железной частицы при различных значениях напряженности постоянного магнитного поля.

Эффект стохастического резонанса – довольно резкое возрастание и последующее постепенное уменьшение величины отклика системы на слабый внешний периодический сигнал при равномерном увеличении внутреннего шума – достаточно хорошо изучен теоретически для произвольных бистабильных систем, подверженных совместно влиянию периодического сигнала и шума [1, 2], и имеет широкий спектр приложений – от глобальных климатических изменений до нервных процессов в живых организмах. Особенностью данного эффекта является то, что в отсутствие внутреннего шума в системе переходы ее между стабильными состояниями невозможны – внешний модулирующий сигнал предполагается достаточно слабым. При определенном уровне шума происходит трансформация энергии хаотического движения в энергию согласованного, регулярная компонента динамики возрастает. При дальнейшем увеличении уровня шума согласованность пропадает, отклик системы на внешний периодический сигнал уменьшается. Теория двух состояний, часто используемая для описания данного явления, предсказывает, что мощность выходного переменного сигнала достигает своего максимального значения, когда среднее время переходов системы из одного устойчивого состояния в другое становится сравнимым с половиной периода внешней модуляции.

Однодоменные магнитные частицы с анизотропией типа «легкая ось» являются бистабильными элементами, двум устойчивым состояниям которых соответствуют противоположные ориентации вектора магнитного момента вдоль легкой оси. Подобные малые магнитные частицы нанометровых размеров, обладая специфическими свойствами [3], являются технологически важными материалами и постоянно привлекают пристальное внимание исследователей. Уникальные особенности малых магнитных частиц интересны для изучения не только

в сугубо прикладном аспекте. Предыдущие работы, рассматривающие явление стохастического резонанса для дисперсных одноосных частиц в случае надбарьерного [4, 5] и подбарьерного [6-8] механизмов перемагничивания, показали наличие характерной немонотонной зависимости отклика системы на слабое переменное поле от интенсивности внутреннего шума, имеющего тепловую или квантовую природу. Значения компонент динамической магнитной восприимчивости и величины отношения сигнала к шуму, полученные в приближении двух состояний для однодоменных частиц в условиях стохастического резонанса, были также подтверждены численными расчетами, основанными на решении уравнения Фоккера-Планка методом цепных матричных дробей [9, 10].

2. Одноосная однодоменная частица в условиях стохастического резонанса в описании модели двух состояний

В настоящей работе проводится исследование влияния дополнительного внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно легкой оси, на динамику вектора магнитного момента суперпарамагнитной частицы при возникновении стохастического резонанса. Магнитная энергия одноосной однодоменной ферромагнитной частицы в таких условиях имеет вид:

$$E(\theta) = -Kv \cos^2 \theta - \mu_0 M H v \sin \theta \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое описывает взаимодействие магнитного момента суперпарамагнитной частицы с полем анизотропии (K – константа анизотропии, v – объем частицы, θ – угол между вектором намагниченности M и легкой осью), второе – с внешним постоянным полем H . Двухъямный потенциал (1) имеет максимум при $\theta_2 = \pi/2$ и минимумы при $\theta_1 = \arcsin(\mu_0 M H / (2K))$, $\theta_3 = \pi - \arcsin(\mu_0 M H / (2K))$. Высота потенциального барьера, разделяющего минимумы, равна:

$$\Delta U = E(\theta_2) - E(\theta_1) = K\nu - \mu_0 M H \nu + \mu_0^2 M^2 H^2 \nu / (4K). \quad (2)$$

С ростом величины H устойчивые ориентации вектора магнитного момента частицы смещаются в направлении постоянного магнитного поля, приложенного перпендикулярно легкой оси. Бистабильность системы исчезает при значении напряженности $H=2K/(\mu_0 M)$ – остается только один минимум при $\theta=\pi/2$.

Сопоставим по аналогии с [4] входному сигналу и шуму соответственно радиочастотное поле и температуру T образца, а на выходе системы будем рассматривать изменение ее магнитного момента. В условиях модуляции частицы слабым внешним полем $H_1 \cos(\Omega t)$, приложенным вдоль легкой оси двухъямный потенциал

$$E(\theta, t) = -K\nu \cos^2 \theta - \mu_0 M H \nu \sin \theta - \mu_0 M H_1 \nu \cos \theta \cos(\Omega t), \quad (3)$$

начинает «раскачиваться»: в одну половину периода модуляции $2\pi/\Omega$ правый минимум становится более высоким, а левый – более низким; в другую половину периода – наоборот. Следует подчеркнуть, что рассматриваемый внешний периодический сигнал предполагается слабым настолько, что не способен вызвать изменение ориентации вектора магнитного момента частицы, то есть переход системы из одного минимума в другой под действием только одного радиочастотного поля невозможен. Это предполагает выполнение условия $\mu_0 M H_1 \nu < \Delta U$. Термическая активация системы увеличивает скорость тепловых скачков вектора магнитного момента суперпарамагнитной частицы, что приводит к возможности преодоления потенциального барьера.

В дальнейших расчетах применяется приближение дискретных ориентаций [11], подразумевающее, что вектор магнитного момента частицы может находиться только лишь в двух состояниях, соответствующих минимумам двухъямного потенциала. При этом удобно ввести следующую динамическую переменную $x=M\cos\theta$ – значение проекции вектора намагниченности на легкую ось, имеющую только два возможных значения:

$$\pm M_0 = \pm M \cos \theta_1 = \pm M \sqrt{1 - \frac{(\mu_0 M H)^2}{4K^2}}. \quad (4)$$

Используемая в настоящей работе модель двух состояний предполагает, что непрерывная диффузия магнитного момента суперпарамаг-

нитной частицы по сфере заменяется его беспорядочными скачками между двумя направлениями. Преимущество подобного приближения состоит в возможности использования управляющего уравнения для скоростей переходов, решение которого может быть выражено аналитически. Такое управляющее уравнение имеет следующий вид [1, 4]:

$$\frac{dn_+}{dt} = -\frac{dn_-}{dt} = W_-(t)n_- - W_+(t)n_+ = W_-(t) - [W_-(t) + W_+(t)]n_+. \quad (5)$$

Здесь n_{\pm} – вероятность того, что дискретная переменная $x=M\cos\theta$ примет значение $x_{\pm}=\pm M_0$. $W_{\pm}(t)$ – скорость выхода из \pm состояния, соответствующего устойчивым направлениям вектора магнитного момента частицы под углами θ_1, θ_3 по отношению к легкой оси. Вид такой скорости определяется формулой типа Крамерса [4, 12]:

$$W_{\pm}(t) = \alpha_0 \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT} \pm \mu_0 \frac{M_0 H_1 \nu}{kT} \cos \Omega t\right). \quad (6)$$

Частота попыток α_0 имеет величину порядка частоты ферромагнитного резонанса и для железных однодоменных частиц обычно равна $10^9 - 10^{10} \text{ c}^{-1}$.

Функция распределения в приближении дискретных ориентаций записывается в виде:

$$p(x, t) = n_+(t)\delta(x - x_+) + n_-(t)\delta(x - x_-). \quad (7)$$

Потенциал симметричен относительно $x=0$, так что $x_+ = -x_- = M_0$. Таким образом, отклонение для немодулированной бистабильной системы в ее устойчивом состоянии ($n_+ = n_- = 1/2$):

$$\langle x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 p(x) dx = x_+^2 n_+ + x_-^2 n_- = M_0^2. \quad (8)$$

Решение управляющего уравнения (5) имеет вид:

$$n_+(t | x_0, t_0) = \frac{1}{2} \left[\exp(-W(t-t_0)) \left(2n_+(t_0) - 1 - A \frac{W \cos(\Omega t_0 - \phi)}{\sqrt{W^2 + \Omega^2}} \right) + 1 + \frac{A W \cos(\Omega t - \phi)}{\sqrt{W^2 + \Omega^2}} \right]. \quad (9)$$

Здесь $W=2\alpha_0 \exp(-\Delta U/(kT))$ – удвоенная Крамерсова скорость выхода системы из одного из минимумов симметричного немодулированного потенциала (1), $A=\mu_0 M_0 H_1 \nu / (kT)$ – безразмерная амплитуда внешней модуляции, $\phi=\arctg(\Omega/$

W) – разность фаз между откликом системы и внешним периодическим сигналом. Вероятность $n_+(t_0)$ равна 1, если начальная ориентация вектора намагниченности была $+M_0$ и 0, если при $t=t_0$ $x=-M_0$. Здесь $n_+(t|x_0, t_0)$ – условная вероятность того, что $x(t)$ примет значение $+M_0$ в момент времени t , при условии, что в момент времени t_0 состояние было $+M_0$ или $-M_0$.

Спектральная плотность рассматриваемой системы, являющаяся Фурье-преобразованием автокорреляционной функции

$$S(\omega) = \int \langle x(t)x(t+\tau) \rangle \exp(-i\omega\tau) d\tau = \left(1 - \frac{W^2 A^2}{2(W^2 + \Omega^2)} \right) \left(\frac{2M_0^2 W}{W^2 + \omega^2} \right) + \frac{\pi M_0^2 W^2 A^2}{2(W^2 + \Omega^2)} \delta(\omega - \Omega), \quad (10)$$

обнаруживает на фоне релаксационного контура Лоренца, соответствующего хаотической динамике, δ – особенность, описывающую регулярное движение вектора M на частоте внешнего сигнала Ω .

3. Динамическая магнитная восприимчивость

Пример экспериментальной схемы, позволяющей регистрировать изменение динамической восприимчивости суперпарамагнитных частиц при изменении температуры системы, представлен в работе [13].

Наиболее эффективными методами наблюдения стохастического резонанса в системах мелких магнитных частиц являются ядерно-спектроскопические. При этом регистрируется изменение магнитного момента непосредственно одной частицы. Если реальный суперпарамагнитный образец представляет собой немагнитную матрицу с внедренными ферромагнитными кластерами на достаточном расстоянии друг от друга, то влиянием соседних частиц можно пренебречь. Регулярная компонента динамики магнитного момента вызывает когерентные возмущения сверхтонкого поля, что приводит, например, к возникновению боковых сателлитных линий в мессбауэровских спектрах в режиме коллапса [14]. Интенсивность таких сателлитов имеет немонокотную, проходящую через максимум температурную зависимость, характерную для стохастического резонанса.

В работе [15] был предложен двухчастотный радиоспектроскопический способ наблю-

дения стохастического резонанса в системе мелких магнитных частиц и вычислена мнимая часть магнитной восприимчивости для пробного переменного поля. По аналогии с [15] рассмотрим сканирование частицы пробным полем, приложенным вдоль легкой оси, то есть ситуацию, когда энергия системы имеет вид:

$$E(t) = -Kv \cos^2 \theta - \mu_0 M H v \sin \theta -$$

$$\mu_0 M H_1 v \cos \theta \cos(\Omega t) - \mu_0 M H_2 v \cos \theta \cos(\omega t). \quad (11)$$

Мнимую часть динамической магнитной восприимчивости выразим через спектральную плотность (10) на основании флуктуационно-диссипационной теоремы

$$\begin{aligned} \text{Im} \chi(\omega) &= \frac{\mu_0 v \Omega}{2kT} S(\omega) = \\ &= \left(1 - \frac{W^2 A^2}{2(W^2 + \Omega^2)} \right) \frac{\mu_0 v M_0^2 \Omega W}{kT(W^2 + \omega^2)} + \\ &+ \frac{\pi \mu_0 v M_0^2 \Omega W^2 A^2}{4kT(W^2 + \Omega^2)} \delta(\omega - \Omega). \quad (12) \end{aligned}$$

Получим вещественную часть восприимчивости, соответствующую синфазному отклику системы на внешнее возмущение, используя соотношение Крамерса – Кронига, полагая при этом $\text{Re} \chi(\infty) \rightarrow 0$:

$$\text{Re} \chi(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\text{Im} \chi(y) dy}{y - \omega} = \frac{\mu_0 v M_0^2 \Omega W}{2kT(W^2 + \Omega^2)}.$$

$$\left(\left(\frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{\omega}{W} \right) + \frac{\omega}{W} \right) \frac{W^2 A^2 - 2(W^2 + \Omega^2)}{W^2 + \omega^2} + \frac{W A^2}{\Omega - \omega} \right). \quad (13)$$

На рисунках 1 и 2 представлены компоненты восприимчивости (12) и (13), вычисленные по отношению к пробному полю при наличии постоянного магнитного поля, приложенного перпендикулярно легкой оси суперпарамагнитной частицы. Влияние дополнительного постоянного поля H определяется величиной потенциального барьера (2), входящей в скорость W и проекциями вектора намагниченности M_0 (4) на легкую ось в устойчивых состояниях.

В расчетах использованы следующие параметры модулированной железной однодоменной частицы: $K=4 \cdot 10^4$ Дж/м³, $M=1.72 \cdot 10^6$ А/м, $v=10^{-24}$ м³, $\Omega=2 \cdot 10^7$ с⁻¹, $H_1=H_2=10^3$ А/м. При значениях напряженности H выше $3 \cdot 10^4$ А/м потенциальный барьер, разделяющий минимумы, исчезает, и подкоренное выражение в (4) принимает отрицательные значения. Рассматрива-

емый эффект имеет достаточно хорошее разрешение с точки зрения возможности наблюдения – устойчивые ориентации вектора магнитного момента частицы не слишком отклоняются от легкой оси. Например, при $H=0$ А/м $\theta_1=0^\circ$, при $H=10^3$ А/м $\theta_1=1.5^\circ$, при $H=5 \cdot 10^3$ А/м $\theta_1=7.7^\circ$, а при $H=10^4$ А/м $\theta_1=15.6^\circ$.

4. Заключение

В настоящей работе рассмотрено явление стохастического резонанса для одноосных суперпарамагнитных частиц испытывающих воздействие дополнительного постоянного магнитного поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания, то есть в геометрии, отличной от классического случая [4]. Устойчивые ориентации вектора магнитного момента частицы уже не направлены вдоль легкой оси, а смещены вдоль постоянного поля, причем степень смещения определяется величиной напряженности такого поля. При этом стабильные состояния остаются эквивалентными по значениям энергии системы. Постоянное перпендикулярное поле приводит и к изменению крамеровских скоростей переходов вектора магнитного момента частицы из одного устойчивого состояния в другое. Вследствие этого и динамическая восприимчивость по отношению к пробному радиочастотному полю обнаруживает зависимость от данного постоянного поля. Форма графиков восприимчивости в зависимости от сканирующей частоты указывает на наличие отличной от нуля периодической составляющей в динамике вектора магнитного момента частицы в условиях стохастического резонанса.

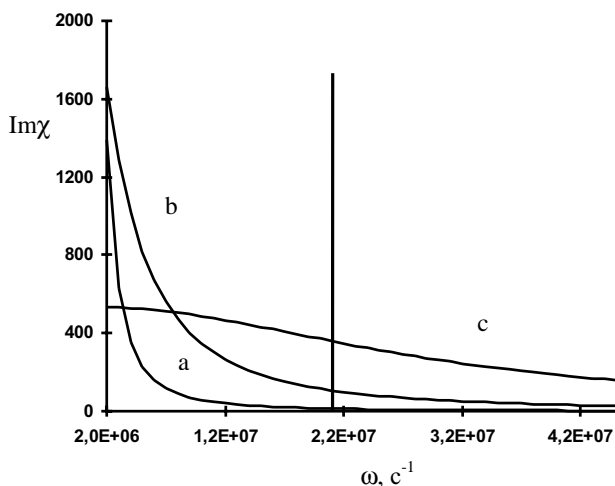


Рисунок 1. Мнимая часть динамической магнитной восприимчивости для железной суперпарамагнитной частицы в условиях стохастического резонанса при наличии дополнительного постоянного поля, перпендикулярного легкой оси.

a) $H=0$, b) $H=5 \cdot 10^3$ А/м, c) $H=10^4$ А/м.

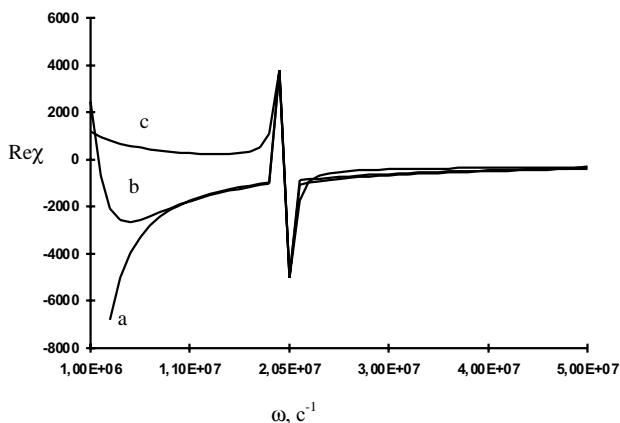


Рисунок 2. Вещественная часть динамической магнитной восприимчивости для рассматриваемой железной суперпарамагнитной частицы.

a) $H=0$, b) $H=5 \cdot 10^3$ А/м, c) $H=10^4$ А/м.

Список использованной литературы:

1. В. McNamara, К. Wiesenfeld. Phys.Rev.A. 1989. V.39. P.4854.
2. В.С. Анищенко, А.Б. Нейман, Ф.Мосс, Л. Шиманский-Гайер. УФН. 1999. Т.169. С.7.
3. А.И. Гусев. УФН. 1998. Т.168. С.55.
4. Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин. ФТТ. 1994. Т.36. С.3473. (‘E.K.Sadykov, A.G.Isavnin. Physics of the Solid State. 1994. V.36. P.1843).
5. Yu.L. Raikher, V.I. Stepanov. Phys.Rev.B. 1995. V.52. P.3493.
6. А.Н. Григоренко, В.И. Конов, П.И. Никитин. Письма в ЖЭТФ. 1990. Т.52. С.1182.
7. Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин, А.Б. Болденков. ФТТ. 1998. Т.40. С.516. (‘E.K.Sadykov, A.G.Isavnin, A.B.Boldenkov. Physics of the Solid State. 1998. V. 40. P.474).
8. А.Г. Исавнин. ФТТ. 2001. Т.43. С.1216. (A.G.Isavnin. Physics of the Solid State. 2001. V.43. P.1263).
9. Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин. ФТТ. 1996. Т.38. С.2104. (‘E.K.Sadykov, A.G.Isavnin. Physics of the Solid State. 1996. V. 38. P.1160).
10. А.Г. Исавнин. Известия высших учебных заведений, серия «Физика». 2002. Т.45. С.73. (A.G.Isavnin. Russian Physics Journal. 2002. V.45. P.1110).
11. Г.Н. Белозерский, К.А. Макаров, Б.С. Павлов. Вестник ЛГУ. 1982. Т.4. С.12.
12. W.F. Brown. Phys.Rev. 1963. V.130. P.1677.
13. I. Abu-Aljarayesh, A. Bayrakdar, A. Yusuf, H. Abu-Satia. J.Appl.Phys. 1993. V.73. P.6970.
14. Э.К. Садыков, А.И. Скворцов, Ю.А. Антонов, А.Г. Исавнин. Известия РАН, серия «физическая». 1994. Т.58. С.101.
15. Э.К. Садыков. ФТТ. 1991. Т.33. С.3302.