

УДК 538.245+548.66
© 1991РАДИОЧАСТОТНЫЕ ЯГР СПЕКТРЫ
СТОХАСТИЧЕСКИХ БИСТАБИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ

Э. К. Садыков, А. И. Скворцов

Теоретически рассмотрено поведение ферромагнитной (ферримагнитной) суперпарамагнитной частицы типа «легкая ось» в радиочастотном поле, сохраняющем режим ее бистабильности. Расчетами показано появление сателлитов в мессбауэровском спектре такой системы, интерпретация которых проводится в рамках концепции стохастического резонанса.

1. В ряде работ последних лет обсуждался вопрос о поведении стохастической бистабильной системы, подверженной влиянию слабого когерентного сигнала. Теоретически [1-5] и экспериментально [6, 7] было изучено явление стохастического резонанса (СР), реализуемое в таких системах. По аналогии с этими работами здесь мы рассматриваем поведение магнитной бистабильной системы в условиях СР. Нас интересуют изменения в спектре выходного шума таких систем (в частности, появление когерентного сигнала), происходящие под влиянием радиочастотного поля, и обусловленные ими искажения формы мессбауэровских спектров (МС). Такая постановка задачи объясняется тем, что исследования стохастических бистабильных систем на примере суперпарамагнитных частиц (СПЧ) типа «легкая ось» методами ЯГР-спектроскопии имеют плодотворную историю [8-11]; показана чрезвычайная чувствительность релаксационных МС СПЧ к значениям времени суперпарамагнитной релаксации (чаще всего — релаксации Крамерса) τ_K . С другой стороны, достаточно хорошо понята роль когерентных переменных полей на ядре в формировании МС [12, 13], отличная от роли релаксации. Наложение на СПЧ ферромагнитного типа осциллирующего вдоль легкой оси РЧ поля приведет к модуляции скоростей суперпарамагнитной релаксации, внося изменения в характер флуктуаций сверхтонкого поля (СТП) на ядре. Эти специфические процессы, индуцируемые в системе СПЧ РЧ полем, могут привести к таким же изменениям формы МС, какие вызываются когерентными полями.

К рассматриваемой задаче приводит не только концепция СР. В рамках мессбауэровской спектроскопии поведение бистабильных (в общем случае мультистабильных) магнитных систем в РЧ полях представляет интерес как качественно новый механизм трансформации внешнего РЧ поля в переменное эффективное поле на ядре.

Очевидна также актуальность более общей задачи — исследования динамического перемагничивания мелкодисперсных магнетиков в режиме их бистабильности.

2. Мы используем известное выражение для МС в случае тонкого поглотителя [12]

$$\sigma(\omega_\gamma) \sim \text{Re} \sum_{M M' m m'} \langle m' | H_\gamma^+ | M' \rangle U_{M' m' M m}(p) \langle M | H_\gamma | m \rangle,$$

$$p = -i\omega_\gamma + \gamma/2, \quad U(p) = \int_0^\infty \exp(-pt) U(t) dt, \quad (1)$$

$U(t)$ супероператор квантовой эволюции в представлении Лиувилля удовлетворяет уравнению [10]

$$\frac{dU(t)}{dt} = iL(\theta)U(t) + PU(t) \quad (2)$$

с оператором Фоккера—Планка P , который мы возьмем в виде, полученном Брауном [14] для СПЧ осевой симметрии с функцией свободной энергии $V = V(\theta)$

$$P = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} h' + k' \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \right), \quad (3)$$

$$V(\theta) = V(\theta, t) = -Kv \cos^2 \theta - H_1 M_s v \cos(\omega t + \varphi) \cos \theta, \quad \varphi = \omega t_0, \quad (4)$$

t_0 — момент начала γ -процесса [12]; v — объем СПЧ; амплитуда РЧ поля H_1 меняется в диапазоне, сохраняющем бистабильность потенциала $V(\theta, t)$; K — константа анизотропии; ω — частота РЧ поля; M_s — намагниченность. Приведем также выражения для h' и k' [14]

$$h' = \frac{\eta g^2}{1 + g^2 \eta^2 M_s^2}, \quad k' = h' \frac{k_B T}{v},$$

где g — гиромагнитное отношение и η — коэффициент диссипации в уравнении Ландау—Лифшица.

Суперматрица Лиувилля $L(\theta)$ является функцией случайной переменной θ (ориентация намагниченности относительно легкой оси). Мы, как и в [10], предполагаем усреднение по быстрым движениям — прецессии намагниченности вокруг легкой оси. В приближении высокого потенциального барьера ($vk \gg k_B T$) заменим оператор P оператором управляющего уравнения в рамках модели дискретных ориентаций (МДО) [15, 16]

$$\frac{dU(t)}{dt} = iFU(t) + W(t)U(t) = R(t)U(t), \quad (5)$$

где $W(t)$ — в данном случае матрица релаксационных скоростей $C_{kk'}$ (t) Крамерса [14], которые, согласно выражению (4), оказываются модулированными во времени

$$\begin{aligned} C_{kk'}(t) &= C_0 \exp \left[-\frac{v(V_M(t) - V_k(t))}{k_B T} \right] = C_0 \exp \left[-\frac{v \Delta V_k(t)}{k_B T} \right] = \\ &= C_0 \exp \left[-\frac{v(K - M_s H_1 \cos(\omega t + \varphi))}{k_B T} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$V_m^*(t)$ и $V_k(t)$ — значения $V(\theta, t)$ в максимуме ($\theta = \pi/2$) и минимуме ($k=1, 2$ при $\theta=0, \pi$), с которого совершается переход. Матрица F состоит из двух диагональных блоков L_k ($\theta=0, \pi$).

Воспользовавшись (4) и (6), получим

$$\begin{aligned} W(t) &= \sum_{n=0, \pm 1, \pm 2, \dots} W_n \exp[in(\omega t + \varphi)], \quad (7) \\ W_n &= C_0 I_n(\delta) \exp \left(-\frac{vK}{k_B T} \right) \begin{vmatrix} -(-1)^n E & E \\ (-1)^n E & -E \end{vmatrix}, \\ \delta &= \frac{H_1 M_s v}{k_B T}, \end{aligned}$$

E — единичная матрица одной размерности с $L(\theta)$. Подставляя (7) в (5) и производя Лаплас-преобразование, имеем

$$(pE' - iF - W_0)U(p) = E' + \sum_{n=\pm 1, \pm 2, \dots} W_n U(p - in\omega), \quad (8)$$

здесь E' — единичная матрица размерности $U(p)$. Данное уравнение, за исключением членов с $|n| \geq 1$, совпадает с известным уравнением Блюма [17], описывающим действие стохастической релаксации на МС. Слагаемые с $|n| \geq 1$ обусловлены эффектами модуляции и, как мы убедимся далее, приводят к когерентным явлениям. При конечном числе слагаемых это уравнение можно решить (найти $U(p)$) методом непрерывных дробей [18]. Однако ограничение конечным числом n в (8) при $\delta > 1$ некорректно. Поэтому попытаемся вначале решить эту задачу для малых значений δ ($\delta \ll 1$), оставляя в (8) лишь слагаемые с $n = \pm 1$. В этом случае решение (8) можно записать

$$U(p) = [0]^{-1} + [0]^{-1} W_{-1} [1]^{-1} \exp(-i\varphi) + [0]^{-1} W_1 [-1]^{-1} \exp(i\varphi) + [0]^{-1} W_{-1} [1]^{-1} W_{-1} [2]^{-1} \exp(-2i\varphi) + [0]^{-1} W_1 [-1]^{-1} W_1 [-2]^{-1} \exp(2i\varphi), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} [0] &= (0) - W_1 [1]^{-1} W_{-1} - W_{-1} [-1]^{-1} W_1, \\ [\pm n] &= (\pm n) - W_{\pm 1} [\pm(n+1)]^{-1} W_{\mp 1}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \\ (\pm n) &= (p \pm in\omega) E' - iF - W_0, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \end{aligned}$$

Усреднение по φ , что предполагает стандартная мессбауэровская техника измерения, оставляет из этого выражения только первое слагаемое

$$\langle U(p) \rangle_{\varphi} = [0]^{-1}. \quad (10)$$

Получим выражение (10) в первом, не исчезающем приближении по W_1, W_{-1} , полагая $[\pm 1] \approx (\pm 1)$ (далее используем следующее из (7) свойство $W_1 = W_{-1}$). При этом мы вычисляем МС, обусловленный только одной сверхтонкой составляющей гамма-перехода (с проекциями спина M для возбужденного и m для основного состояний ядра), энергия которой флуктуирует под влиянием модулированной релаксации в пространстве двух дискретных значений. Результирующий спектр получается в рамках МДО суммированием по начальным и конечным состояниям дискретной переменной k . Таким образом, на основе (1) имеем

$$\sigma(\omega_{\gamma}) \sim \sum_{Mm} \sigma^{Mm}(\omega_{\gamma}) = \sum_{Mm} \operatorname{Re} \sum_{kk'} \langle U_{Mm}^{kk'}(p) \rangle_{\varphi} |\langle M | H_{\gamma} | m \rangle|^2. \quad (11)$$

Несложные выкладки приводят к результату

$$\sigma^{Mm}(\omega_{\gamma}) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{(2p + 4\nu_0)(R^2 + Q^2)}{(R + \omega^2)(R^2 + Q^2) + 8L^2\nu_1^2 R}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} R &= p^2 - \omega^2 + L^2 + 2p\nu_0, \quad Q = 2\omega(p + \nu_0), \\ \nu_n &= C_0 I_n(\delta) \exp(-\nu K/k_B T), \quad L = \langle Mm | L_{k=1} | Mm \rangle. \end{aligned}$$

Легче всего интерпретировать данное выражение в случае больших скоростей ν_0, ν_1 (но $\nu_1/\nu_0 = I_1(\delta)/I_0(\delta) \ll 1$). В этом случае имеем

$$\sigma^{Mm}(\omega_{\gamma}) \sim \left(1 - \frac{2L^2 I_1^2(\delta)/I_0^2(\delta)}{\omega'^2}\right) \operatorname{Re}\left(\frac{1}{p}\right) + \frac{L^2 I_1^2(\delta)/I_0^2(\delta)}{\omega'^2} \operatorname{Re}\left(\frac{1}{p - i\omega'} + \frac{1}{p + i\omega'}\right), \quad (13)$$

$$\omega'^2 = \omega^2 + \frac{2L^2 I_1^2(\delta)}{I_0^2(\delta)}.$$

Первое слагаемое здесь представляет собой одиночную линию, возникшую в результате коллапса магнитной сверхтонкой структуры (СТС) МС. Два других слагаемых описывают спутники, отстоящие от сколлапсированной линии на $\pm \omega'$. При достаточно малых δ значения ω' для различных переходов Mm сосредоточены вблизи ω и, таким образом, суммарный спектр (11) состоит из центральной (уширенной) линии и двух спутников. Интенсивность спутников в силу принятого приближения мала, но она отлична от нуля благодаря конечности величин L и H_1 . Заметим

здесь существенное для дальнейшего обстоятельство: в диапазоне ν_0 , приводящих к коллапсу СТС, форма МС (см. 13)) не зависит от ν_0 .

3. Полученный результат пригоден лишь для качественного анализа изменений в МС. Он, в частности, показывает возникновение спутников, характерных для когерентных возмущений.

Эти эффекты в МС являются результатом временной периодичности вероятности заселения двух равновесных ориентаций намагниченности СПЧ, возникающей в РЧ поле. (Предельным случаем такого поведения является ступенчатая временная зависимость СТП на ядре, для которой в работе [19] получена спутниковая структура МС). Данный эффект можно интерпретировать и как результат появления когерентной составляющей (на частоте ω) в спектре СТП на ядре, который (спектр) в отсутствие РЧ поля соответствует шуму, обусловленному стохастическими переходами. Таким образом, интенсивность спутников можно связать с интенсивностью когерентной составляющей СТП или сигнала на выходе обсуждаемой системы. Очевидно, роль сигнала и шума на входе играют РЧ поле и температура соответственно. Теперь имеет смысл проследить зависимость интенсивности спутников от интенсивностей входного шума и входного сигнала, а также от частоты входного сигнала ω . В этих целях нами разработана методика расчета МС, основанная на численном интегрировании уравнений (5) для супероператора эволюции и свободная от приближений, принятых при получении аналитического результата ((12) и (13)).

За основу был взят подход, использованный в [13] для расчета МС в случае периодического сверхтонкого поля. Основная идея здесь состоит в том, что в случае удовлетворения условия $R(t+T) = R(t)$ Лаплас-образ супероператора эволюции для каждого перехода $Mm(u(p) = U_{Mm}(p))$, необходимый, согласно (11), для вычисления сечения поглощения, можно найти по формуле

$$\begin{aligned} \langle u(p) \rangle_{\varphi} &= (1/T) \int_0^T dt_0 \int_{t_0}^T dt \exp(-p(t-t_0)) u(t, t_0) Y(t_0) + \\ &+ (1/T) \int_0^T \exp(-pt) u(t, 0) dt [E'' - \exp(-pT) u(T, 0)]^{-1} \times \\ &\times \int_0^T \exp(-p(T-t_0)) u(t, t_0) Y(t_0) dt_0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$E'' = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad Y(t_0) = \begin{vmatrix} Y_1(t_0) \\ Y_2(t_0) \end{vmatrix},$$

где $y_1(t_0)$ и $y_2(t_0)$ — заселенности стохастических состояний в момент времени t_0 . Значения супероператоров $u(t, t_0)$ для различных t и t_0 получим, используя метод аппроксимации цепных дробей, предложенный в [20] для нахождения решений уравнений типа (5). Отличие расчетов сечения поглощения от аналогичных, проведенных в [13], заключается в изменении в данном случае заселенностей со временем и, как следствие, в необходимости отыскания наряду с $u(t, t_0)$ еще и матриц $Y(t_0)$. Для их определения мы, вообще говоря, не можем пользоваться уравнением детального баланса, так как имеем дело с модулированными во времени скоростями переходов. В нашем случае $Y(t)$ подчиняется уравнению, аналогичному (5): $dY(t)/dt = W(t)Y(t)$. Это уравнение можно однозначно решить также методом из [20], если потребовать выполнения соотношения

$$Y(t) = Y(t+T) = \exp\left(\int_t^{t+T} W(t') dt'\right) Y(t), \quad (15)$$

являющегося по сути условием периодичности процесса перемагничивания и нормировки $y_1(t) + y_2(t) = 1$.

4. Пользуясь описанной методикой, проанализируем поведение МС в зависимости от входных параметров задачи ω , H_1 , T . При этом следует принять во внимание область значений параметров, чувствительную к данному методу регистрации изменений в стохастической системе (через МС).

Прежде обсудим вопрос о частотах РЧ поля. Заметные изменения в спектре (имеются в виду спутники) появляются при частотах РЧ поля, больших γ (естественной ширины линии ЯГР). Этим определяется нижний, в то же время довольно высокий (изотоп ^{57}Fe , $\gamma \sim 10^9$ Гц) порог частот РЧ поля. С точки зрения экспериментальных возможностей РЧ поле не может иметь слишком большую частоту, если учесть требуемые, как правило, большие значения его амплитуды. Наконец, с частотой РЧ поля связана и справедливость квазиadiaбатического приближения, подразумеваемого при записи управляющего уравнения (5) с модулированными во времени скоростями переходов. Условия этого приближения подробно обсуждались в работах [15, 16], посвященных модулированной стохастической системе. Применительно к нашему случаю это условие можно записать как $\omega \ll U''_{\theta \min}$, где $U''_{\theta \min}$ (не путать с супероператором U) — вторая производная по θ потенциала U_{θ} , определяющего уравнение движения θ в минимуме. Действительно, возвращаясь к уравнению Ланжевена, соответствующему оператору (3), получим требуемое условие

$$\omega \ll \left(\frac{2Kg^2\eta}{(1+g^2\eta^2M_s^2)} \right) \sim 10^{+10} \text{ с}^{-1} \quad (16)$$

Здесь мы использовали значения параметров для магнитных материалов на основе железа [8]: $K=40\,000$ Дж/м³, $g=1.7 \cdot 10^{+11}$ с⁻¹·Тл⁻¹, $M_s=1.72 \times 10^6$ А/м. Значение $\eta = \alpha/gM_s$ использовалось при $\alpha=1$, типичном для однодоменных образцов.

Таким образом, мы видим, что частоты в диапазоне $10^7 \text{ с}^{-1} < \omega < 10^{+10} \text{ с}^{-1}$ удовлетворяют поставленной цели, т. е. могут быть применены для изучения особенностей модулированной стохастической магнитной системы методом ЯГР.

Другие параметры задачи мы несколько видоизменим, попытаюсь использовать аналогию с работой [4], в которой изучается явление стохастического резонанса в бистабильной системе в наиболее удобной для наших целей форме: на основе модулированных скоростей переходов между дискретными состояниями $C_{12}(t) = C_{21}(t + \pi/\omega) = \alpha_0 + \alpha_1 x_0 \cos(\omega t + \varphi)$ ($\alpha_0 > \alpha_1 x_0$) определены корреляционная функция выходного параметра и соответствующая спектральная плотность этой системы, а далее исследуется зависимость интенсивности сигнала I_s и шума I_N на выходе от параметров ω , α_0 , $\alpha_1 x_0$. Поэтому изменения в МС мы рассмотрим также в зависимости от α_0 и $\alpha_1 x_0$, которые выражаются через параметры нашей системы следующим образом:

$$\alpha_1 = \alpha_0 = C_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{K}}{k_B T}\right), \quad x_0 = \delta.$$

В то время как в [4] речь идет о зависимостях интенсивностей сигнала и шума на выходе (на частоте входного сигнала) $I_s(\omega, \alpha_0, \alpha_1 x_0)$, $I_N(\omega, \alpha_0, \alpha_1 x_0)$, в нашем случае форма МС есть интегральная характеристика всего спектра СТП. Так что интенсивность спутников хотя и отражает интенсивность сигнала в спектре СТП, но не адекватна ей. Что касается интенсивности шума на частоте ω , то ее, по-видимому, нельзя связать с каким-либо параметром МС, хотя известна роль интегральной интенсивности шума в формировании МС (уширение линий, коллапс СТС). В связи с этим далее мы интересуемся только спутлитной структурой МС. Очевидно, оптимальными для наблюдения эффекта являются условия, когда, во-первых, модуляция скоростей переходов значительна (этого можно добиться, беря в выражении (6) для $C_{kk'}(t)$, $\delta > 1$). Во-вторых, частота РЧ возмущения должна быть достаточно малой, чтобы разница

в скоростях прямых и обратных переходов успеваеа сказаться на перераспределении вероятностей заселения двух минимумов за период модуляции. Для удовлетворения последнего требования необходимо выполнение условия

$$\alpha_0 [\exp(\delta) - \exp(-\delta)] > \alpha_0 > \omega. \quad (17)$$

Это условие исключает возможность наблюдения заметных спутников при малых значениях ($\alpha_0 \sim \gamma$). Дело в том, что, согласно работе [17], наличие релаксации в этом случае приводит к эффективному уширению линий спектра на величину α_0 и спутники (также уширенные) оказываются поглощенными основными линиями. Большие же значения α_0 ($\alpha_0 > L$) приводят к релаксационному коллапсу спектра [17], т. е. вырождению его в одиночную линию почти естественной ширины, и для наблюдения спутников в этом случае необходимо лишь выполнение условия $\omega > \gamma$, которое может быть совместимо с (17). Таким образом,

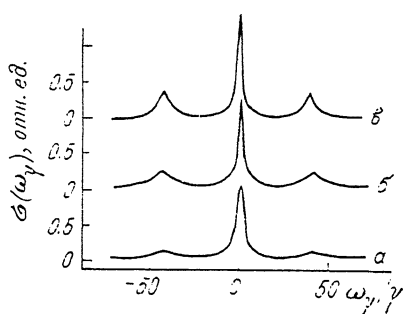
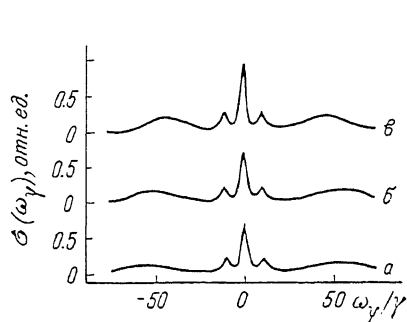


Рис. 1. Сечение поглощения (1) неполяризованного γ -излучения ядрами ^{57}Fe в зависимости от α_0 .

Рис. 2. Сечение поглощения (1) в зависимости от H_1 .

$\alpha_0 = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\omega = 2\pi \cdot 4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. а — $H_1 M_S / K = 0.1$, б — 0.2, в — 0.3.

Легкая ось СПЧ параллельна направлению наблюдения. $\omega = 2\pi \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $H_1 M_S / K = 0.1$, а — $\alpha_0 = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^7$, б — $2\pi \cdot 4 \cdot 10^7$, в — $2\pi \times 10^8 \text{ с}^{-1}$.

наблюдение спутников в МС за счет модуляции скоростей Крамерса наиболее вероятно в режиме коллапса сверхтонкой структуры. Эти рассуждения подтверждаются результатами численного интегрирования.

На рис. 1—4 приведены результаты численных расчетов. Модельной системой служит СПЧ, МС которой ниже температуры блокировки в отсутствие РЧ поля представляет собой секстет (^{57}Fe), соответствующий СТП 33 Тл (металлическое железо). Выше температуры блокировки ($\alpha_0 > 10^8 \text{ с}^{-1}$) без РЧ поля происходит коллапс СТС. В этих условиях, как показано в данной работе, наличие РЧ поля приводит к появлению спутников (рис. 1, 2).

На рис. 1 показана зависимость интенсивности спутников от параметра α_0 , которая может быть сопоставлена с зависимостью I_s от α_0 , полученной в [4]. В противоположность [4] сколь-нибудь заметная корреляция между интенсивностями спутников и величиной α_0 отсутствует. Это связано с нарушением в нашем случае условия малости входного сигнала ($\delta > 1$). Отсюда следует, в частности, что все α_0 , соответствующие условию коллапса СТС, дадут спутники примерно одинаковой интенсивности.

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности спутников от амплитуды РЧ возмущения H_1 (от δ). Обнаруженный рост интенсивности спутников с H_1 соответствует аналогичному поведению интенсивности сигнала на выходе от амплитуды сигнала на входе в [4]. Приведенное на рис. 3 поведение заселенностей для тех же параметров поясняет смысл процессов, формирующих спектры на рис. 2.

Из рис. 1, а и 2, а видно также изменение интенсивности спутников с частотой ω . Здесь мы вновь имеем качественное согласие наших результатов с [4] (где I_s возрастает с уменьшением ω).

Расчеты подтверждают также то, что МС в условиях относительно малых значений α_0 не проявляют таких признаков когерентности, как спутники. В этом случае МС имеют магнитную СТС с ширинами линий, определяемыми α_0 . В зависимости от δ и ω эти ширины могут меняться. Например, изменения МС (рис. 4) в зависимости от ω можно объяснить так: пока ω мало ($\omega < \alpha_0$), за малую часть периода система статистически переходит в наиболее стабильное состояние. Динамика системы в среднем замедляется и ширины линий оказываются меньше их значений в отсутствие РЧ поля (рис. 4, а и б). Такое поведение аналогично эффекту подавления шума в [4, 6]. Однако с ростом частоты $\omega > \alpha_0$ интенсивность флуктуаций возрастает, увеличиваются также и ширины линий в МС. В пределе $\omega \gg \alpha_0$ мы имеем своеобразный эффект насыщения: система перестает реагировать на быстрые изменения $C_{kk'}(t)$ (рис. 4, в и г).

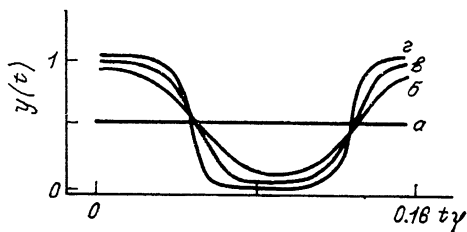


Рис. 3. Временная зависимость заселенности $y_1(t) = 1 - y_2(t)$ одного из минимумов энергии СПЧ.

$$\alpha_0 = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad \omega = 2\pi \cdot 4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}. \quad a - H_1 M_s / K = 0, \quad б - 0,1, \quad в - 0,2, \quad г - 0,3.$$

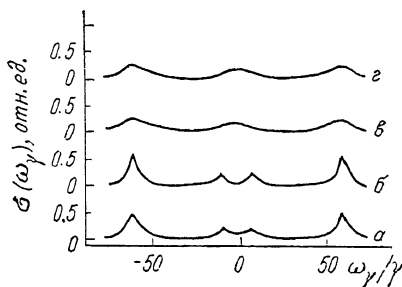


Рис. 4. Сечение поглощения (I) в зависимости от ω .

$$\alpha_0 = 2\pi \cdot 3.5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \quad H_1 M_s / K = 0.1. \quad a - \omega = 0, \quad б - 2\pi \cdot 3 \cdot 10^8, \quad в - 2\pi \cdot 3 \cdot 10^7, \quad г - 2\pi \cdot 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}.$$

5. Итак, нами показано, что РЧ поля в МС СПЧ могут быть индуцированы примерно такие же изменения, какие возникают в периодических полях [12, 13, 19]. Следует сразу отметить, что эта аналогия не полная: в первом случае, как видим из рис. 1, 2, отчетливо наблюдаются только спутники первого порядка.

Обсудим вкратце экспериментальные возможности. Пользуясь выражением для скоростей переходов Крамера [15]

$$C_{12}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{|U''_{\theta \max} U''_{\theta \min}|} \exp \left[-\frac{v(K + H_1 M_s \cos(\omega t + \varphi))}{k_B T} \right], \quad (18)$$

где $U''_{\theta \min}$ и $U''_{\theta \max}$ — вторые производные U_{θ} по θ в точках минимума и максимума соответственно для заданных K и M_s (железо), найдем значения остальных параметров (H_1 , v , T), которым соответствуют расчеты, приведенные на рис. 1—3. Амплитуды РЧ поля H_1 при $H_1 M_s / K = 0.1, 0.2, 0.3$ равны $H_1 \sim 2.3 \cdot 10^{-3}, 4.7 \cdot 10^{-3}, 7 \cdot 10^{-3}$ Тл. Далее соотношения

$$\alpha_0 = \frac{2K g^2 \eta}{\sqrt{2\pi} (1 + g^2 \eta^2 M_s^2)_0} \exp \left[-\frac{vK}{k_B T} \right] \quad (19)$$

и

$$\delta = \frac{H_1 M_s v}{k_B T} \sim 1 \quad (\text{условие глубокой модуляции}) \quad (20)$$

совместимы при значениях $\alpha_0 \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ и $H_1 \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ Тл и удовлетворяют условию высокого потенциального барьера

$$\frac{vK}{k_B T} = \ln \left[\frac{2K g^2 \eta}{\sqrt{2\pi} (1 + g^2 \eta^2 M_s^2)_0 \alpha_0} \right] \geq 1.$$

Отсюда определим размер СПЧ. Так, для железа при $T=300$ К и $\alpha_0 = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^7$ с⁻¹ получим $\nu \sim 1000$ нм³.

Подбор материалов для конкретного эксперимента должен учитывать зависимость K и M_s малых частиц от их размеров [8].

Обсудим теперь следствия ограничений использованной модели. В реальном ансамбле СПЧ всегда имеется разброс частиц по объему. Однако для наблюдения обсуждаемых эффектов этот разброс не представляется помехой: отмеченная в пп. 2, 4 независимость формы МС в режиме коллапса от ν_0 и α_0 требует лишь того, чтобы для большинства частиц эти параметры оказались выше определенных значений.

Более существенным оказывается следствие хаотического распределения легких осей СПЧ. Если ансамбль СПЧ не обладает выделенным направлением, возникает необходимость усреднения эффекта по проекциям амплитуды РЧ поля на легкую ось в диапазоне от нуля до максимального значения. Однако даже в этом случае можно сохранить вышеприведенные оценки по порядку величины, используя несколько большие значения H_1 .

Анализ эффектов модуляции стохастической динамики намагниченности СПЧ в данной работе проведен в рамках МДО. При $\nu K > k_B T$ эта модель позволяет получить основные результаты поставленной задачи. Выход за рамки МДО можно сделать, привлекая методы, применяемые в работах [5, 10].

Список литературы

- [1] Presilla C. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. N 4. P. 2105—2113.
- [2] Gammaitoni L. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. N 4. P. 2114—2119.
- [3] Fox R. F. // Phys. Rev. A. 1989. V. 39. N 8. P. 4148—4153.
- [4] McNamara B., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. A. 1989. V. 39. N 9. P. 4854—4869.
- [5] Jung P., Hanggi P. // Europhys. Lett. 1989. V. 8. N 6. P. 505—510.
- [6] Fauve S., Heslot F. // Phys. Lett. 1983. V. 97A. P. 5—7.
- [7] McNamara B., Wiesenfeld K., Roy R. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 2626—2629.
- [8] Суздалев И. П. Динамические эффекты в гамма-резонансной спектроскопии. М.: Атомиздат, 1979. 192 с.
- [9] Morup S. // J. Mag. Mag. Mater. 1983. V. 37. P. 39—44.
- [10] Афанасьев А. М., Седов В. Е. // Изв. АН СССР, физика. 1986. Т. 50. № 12. С. 2348—2353.
- [11] Белозерский Г. Н., Павлов Б. С. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1690.
- [12] Sadykov E. K., Skvortsov A. I. // Phys. Stat. Sol. (b). 1989. V. 156. P. 605—614.
- [13] Sadykov E. K., Skvortsov A. I. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 158. P. 685—694.
- [14] Brown W. F. // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 1677—1686.
- [15] Caroli B., Caroli C., Roulet B., Saint-James D. // Physica A. 1981. V. 108. P. 233—256.
- [16] Byrant P., Wiesenfeld K., McNamara B. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 2898—2913.
- [17] Blume M. // Phys. Rev. 1963. V. 174. N 2. P. 351—358.
- [18] Risken H. The Fokker—Planck Equation. Berlin: Springer—Verlag, 1984. 454 p.
- [19] Балдохин Ю. В., Борщ С. А., Клиньгер Л. М., Повитский В. А. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 708.
- [20] Сявякко М. С. // ДАН СССР. 1987. Т. 297. № 5. С. 1065—1067.

Казанский государственный университет
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
18 июня 1990 г.
В окончательной редакции
25 апреля 1991 г.