

КЛАССИЧЕСКИЕ И КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДИНАМИКЕ МЕЗОСКОПИЧЕСКОГО МАГНИТА, ИНДУЦИРОВАННЫЕ СПИНОВЫМ ТОКОМ

*А. К. Звездин**, *К. А. Звездин*

*Институт общей физики Российской академии наук
119991, ГСП-1, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 апреля 2002 г.

Рассмотрена динамика квантовой системы с большим спином, обладающей магнитной анизотропией типа «легкая плоскость», под действием спин-поляризованного тока, пронизывающего эту систему. Спин-поляризованный ток (со спином электронов, поляризованным по «трудной оси» системы) индуцирует переориентацию магнитного момента системы от легкой плоскости к трудной оси. Получены аналитические выражения, определяющие характеристики процесса переориентации в двух предельных случаях: сильной и слабой диссипации в системе. Показано, что в случае сильной диссипации процесс переориентации носит пороговый характер с «мягким» (непрерывным) выходом магнитного момента из легкой плоскости. В случае слабой диссипации процесс переориентации является дискретным, т. е. сопровождается скачками магнитного момента и гистерезисом при возрастании и убывании спинового тока. При достаточно низкой температуре и в случае слабого затухания в динамике системы возникают квантовые эффекты. Спиновый ток индуцирует возбуждения квазианионного характера, а также блоховские осцилляции прецессионного движения магнитного момента и туннельные эффекты между различными квантовыми режимами прецессии. Эти квантовые эффекты проявляются, в частности, в виде скачков магнитного момента и пиков магнитной восприимчивости рассматриваемой системы.

PACS: 72.25.Ba

1. Недавно был предложен [1, 2] и экспериментально подтвержден [3] новый механизм перемагничивания магнитных тел. Суть его заключается в том, что протекающий через намагниченный образец спин-поляризованный ток создает вращающий момент, действующий на магнитный момент образца и способный изменить его величину и направление. Спиновая поляризация тока возникает при его протекании через ферромагнитный металл и сохраняется при выходе тока из него на некоторой длине, величина которой зависит от свойств поверхности и материала, в который втекает поляризованный ток (для некоторых металлов и полупроводников эта длина может достигать 1 мкм и более). Спин-поляризованный ток пропорционален потоку момента импульса, а изменение последнего (в данной проблематике его называют спиновым током) при протекании через намагниченный образец и определяет величину действующего на спины об-

разца вращающего момента. Этот новый эффект привлекает к себе большое внимание в наноэлектронике и наномagnetизме, так как открывает возможности для создания перспективных приборов. Разные аспекты обсуждаемого эффекта рассмотрены в работах [4–17].

В настоящей работе исследуется динамика перемагничивания под действием спинового тока мезоскопического магнитного образца с ромбической анизотропией. Акцентируется внимание на новых квантовых эффектах: блоховских осцилляциях и зенеровском макроскопическом туннелировании, которые индуцируются спин-поляризованным током.

2. Рассмотрим динамику магнитного момента магнитной молекулы (нанокластера) или наночастицы с магнитной анизотропией типа легкая плоскость¹⁾, расположенной между двумя плоскими кон-

*E-mail: zvezdin@nnet.org

¹⁾ Точнее, ниже речь идет о ромбической анизотропии, а именно, предполагается, что в легкой плоскости существует слабая одноосная анизотропия

тактами, хотя бы один из которых является ферромагнитным. Предполагается, что зазор между контактами F_1 и F_2 достаточно узкий, так что между ними может протекать туннельный ток. Известно, что туннельный ток из ферромагнетика является спин-поляризованным. Пусть степень поляризации электронов равна p . Для ферромагнетиков Fe, Co, Ni, Cd величина p равна соответственно 0.40, 0.35, 0.23, 0.14 [18]. Особый интерес представляют так называемые ферромагнитные полуметаллы, у которых $p \approx 1$. К таковым относятся LaMnO_3 , CrO_2 , Fe_3O_4 и сплавы Гейслера (Heisler). Вместо диэлектрической может быть использована металлическая немагнитная прослойка с вкрапленными в нее наночастицами или редкоземельными ионами (например, Ho, Tb и др.)²⁾. Относительно наночастицы (магнитной молекулы или редкоземельного иона) будем предполагать, что она обладает в основном состоянии магнитным моментом и магнитной анизотропией типа легкая плоскость, но с некоторой достаточно малой азимутальной анизотропией в легкой плоскости.

Другая топология эксперимента может быть основана на использовании проводящих органических молекул, которые методами самосборки выращиваются и контактируются с немагнитным или ферромагнитным металлом (например, Au, Ni)³⁾. Такой контакт достигается за счет хемосорбции так называемых тиоловых групп, которые формируются на конце органической молекулы, контактирующей с металлическим электродом. Примером таких органических молекул с тиоловой конечной группой являются бензол-тиольные молекулы. К другому концу органической молекулы химически или за счет ван-дерваальсовых сил «прицепляется» магнитный элемент — магнитный нанокластер или ион с анизотропией типа легкая плоскость⁴⁾. В качестве другого контакта может быть использована магнитная металлическая (например, никелевая) игла атомного силового микроскопа. Такая конфигурация эксперимента является в настоящее время типичной для нанofизики и нанoeлектроники.

Пусть, для определенности, трудная ось молекулы совпадает с осью z .

²⁾ Сошлемся в этом контексте на работу [31], в которой изучалась квантовая динамика ионов Ho^{3+} в кристаллах $\text{Li}(\text{Y}, \text{Ho})\text{F}_4$.

³⁾ См. по этому поводу работы [32].

⁴⁾ В настоящее время синтезировано и исследуется значительное число нанокластеров с такой анизотропией [33], см. также [34], где получены пленки Лэнгмюр-Блоджетт с магнитными молекулами Mn_{12} .

В пионерской работе Слончевского [1] предложено следующее обобщение уравнения Ландау–Лифшица на ситуацию, когда магнитная частица подвержена действию спин-поляризованного тока:

$$\frac{d\mathbf{n}}{dt} = \left[\mathbf{n} \times \gamma \mathbf{H}_{eff} \right] - \alpha \dot{\mathbf{n}} + \frac{I_e g}{eS} [\mathbf{n}_e \times \mathbf{n}], \quad (1)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, направленный вдоль полного магнитного момента частицы, \mathbf{n}_e — единичный вектор, направленный вдоль среднего спина электронного тока, γ — гиромагнитное отношение, α — безразмерная константа затухания, I_e — полный ток, пронизывающий частицу,

$$g = \frac{1}{-4 + (1+p)^3(3 + \mathbf{n}_e \cdot \mathbf{n})/4p^{3/2}} > 0, \quad (2)$$

S — полный спин магнитной частицы, p — спиновая поляризация тока, определяемая как

$$p = \frac{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}, \quad (3)$$

где ρ_{\uparrow} (ρ_{\downarrow}) — плотность электронов со спином, направленным по (против) оси z ; $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_A$, где \mathbf{H} — внешнее поле, \mathbf{H}_A — поле анизотропии.

3. Уравнение (1) в сферических координатах θ , φ , где полярный угол θ отсчитывается от оси z , а азимутальный φ — от оси x , совпадающей с осью легкого намагничивания, имеет вид

$$\dot{\theta} \sin \theta + \alpha \dot{\varphi} \sin^2 \theta = -\frac{\gamma}{M} \frac{\partial E}{\partial \varphi} + \frac{I g}{S e} \sin^2 \theta, \quad (4)$$

$$\alpha \dot{\theta} - \dot{\varphi} \sin \theta = -\frac{\gamma}{M} \frac{\partial E}{\partial \theta}, \quad (5)$$

где

$$E = K_1 \cos^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - M H \cos \theta, \quad (6)$$

$$0 < K_2 \ll K_1.$$

Подставляя (6) в (4) и (5), получим

$$\dot{\theta} + \alpha \dot{\varphi} \sin \theta = -\frac{\omega_2}{2} \sin \theta \sin 2\varphi + j \sin \theta, \quad (7)$$

$$\alpha \dot{\theta} - \dot{\varphi} \sin \theta = (\omega_1 - \omega_2 \sin^2 \varphi) \sin \theta \cos \theta - \omega_H \sin \theta, \quad (8)$$

где

$$\omega_1 = \gamma \frac{2K_1}{M}, \quad \omega_2 = \gamma \frac{2K_2}{M}, \quad (9)$$

$$\omega_H = \gamma H, \quad j = \frac{gI}{Se}.$$

Основному состоянию этой системы (при $H = 0$) соответствует $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0, \pi$. Легко убедиться, что при $\alpha = 0$ резонансная частота (частота ферромагнитного резонанса, ФМР) равна $\omega_p = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$. Затухание в системе характеризуется частотой $\omega_d = \alpha \omega_1$. Естественно рассмотреть два предельных случая: сильного ($\omega_d \gg \omega_p$) и слабого ($\omega_d \ll \omega_p$) затухания.

4. Случай сильного затухания. При $\omega_d \gg \omega_p$ уравнения (7) и (8) принимают вид

$$\alpha \dot{\varphi} + \frac{\omega_2}{2} \sin 2\varphi = j, \quad (10)$$

$$\cos \theta = \frac{\omega_H}{\omega_1} - \frac{1}{\omega_1} \dot{\varphi}. \quad (11)$$

Здесь использовано также условие $\omega_2 \ll \omega_1$. Уравнение (10) при начальном условии $\varphi(0) = 0$ имеет решение

$$\varphi = \begin{cases} 2 \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{4j^2 - \omega_2^2}{4j^2} \right)^{1/2} \operatorname{tg} \frac{\pi t}{T} - \frac{\omega_2}{2j} \right], & j \geq \frac{\omega_2}{\alpha}, \\ \frac{1}{2} \operatorname{arcsin} \left(\frac{2j}{\omega_2} \right), & j \leq \frac{\omega_2}{\alpha}. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь T — период прецессии, индуцированной спиновым током,

$$T = \frac{4\pi\alpha}{\sqrt{4j^2 - \omega_2^2}}. \quad (13)$$

Намагниченность $M_z = M_0 \cos \theta$ определяется уравнением (11). Очевидно, намагниченность осциллирует при $j \geq \omega_2/\alpha$. При $H = 0$ ее среднее по периоду T значение равно

$$\langle M_z \rangle = \begin{cases} 0, & j \leq j_{c1}, \\ \frac{M_0}{2\alpha\omega_1} (4j^2 - \omega_2^2)^{1/2}, & j_{c1} \leq j \leq j_{c2}, \\ M_0, & j \geq j_{c2}. \end{cases} \quad (14)$$

Уравнение (14) представляет собой кривую намагничивания наночастицы спиновым током (рис. 1). Критические спиновые токи равны $j_{c1} = \omega_2/2$ и $j_{c2} = (\omega_2^2/4 + \alpha^2\omega^2)^{1/2}$ (при $H = 0$). Первое, очевидно, следует из формул (12) и (13), последнее — из условия $M_z/M_0 = \cos \theta \leq 1$.

На рис. 2 представлена фазовая диаграмма рассматриваемой системы. Внешнее поле H очевидным образом смещает верхнюю границу фазовой диаграммы.

5. Случай слабого затухания ($\alpha\omega_1 \ll \omega_p$). В этом случае уравнения (7) и (8) принимают вид

$$\dot{\theta} = -\frac{\omega_2}{2} \sin \theta \sin 2\varphi + j \sin \theta, \quad (15)$$

$$\dot{\varphi} = -\omega_1 \cos \theta + \omega_H. \quad (16)$$

Уравнения (15) и (16) имеют первый интеграл:

$$\ln \frac{\sin \theta}{(\operatorname{tg}(\theta/2))^{\omega_H/\omega_1}} - U(\varphi) = \text{const}, \quad (17)$$

где

$$U(\varphi) = \frac{\omega_2}{4\omega_1} (1 - \cos 2\varphi) - \frac{j}{\omega_1} \varphi.$$

При $H = 0$ уравнение (17) дает

$$\sin \theta = \exp \left(\frac{\omega_2}{2\omega_1} \sin^2 \varphi - \frac{j}{\omega_1} \varphi \right). \quad (18)$$

Подставляя (18) в (16), получим

$$\dot{\varphi} = -\omega_1 \left(1 - \exp \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \sin^2 \varphi - \frac{2j}{\omega_1} \varphi \right) \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Начальным условием здесь является $\varphi(t = 0) = 0$. Интегрируя (19), получим

$$\tau = \int_0^\varphi \frac{du}{\left(1 - \exp \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \sin^2 u - \frac{2j}{\omega_1} u \right) \right)^{1/2}}, \quad (20)$$

где $\tau = -\omega_1 t$.

Уравнения (16), (18)–(20) определяют зависимость намагниченности $M_z = M_0 \cos \theta$ от времени τ в параметрическом виде:

$$\cos \theta = \left(1 - \exp \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \sin^2 \varphi - \frac{2j}{\omega_1} \varphi \right) \right)^{1/2}, \quad (21)$$

$$\tau = \int_0^\varphi \frac{du}{\cos \theta(u)}. \quad (22)$$

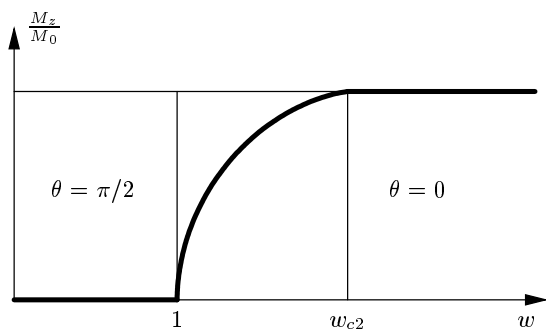


Рис. 1. Зависимость приведенного магнитного момента M_z/M_0 от величины $w = j/j_{c1}$, где $j_{c1} = \omega/2$ для случая сильного затухания $\alpha\omega_1 \gg \omega_p$

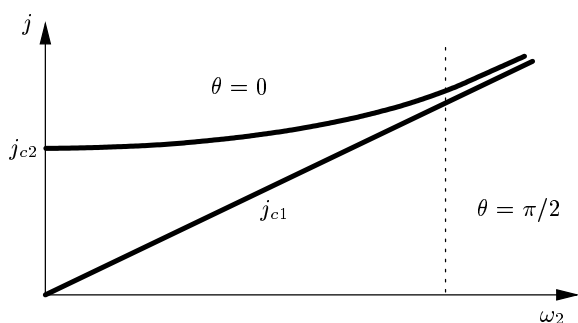


Рис. 2. Фазовая диаграмма $j - \omega_2$ для случая сильного затухания

Эта параметрическая форма дает возможность сравнительно легко построить численно зависимости $\cos \theta(\tau)$ и $\varphi(\tau)$. Характерные кривые приведены на рис. 3–5. Анализируя их, можно сделать следующие выводы о динамике индуцированной спиновым током переориентации магнитного момента наночастицы от легкой плоскости к оси z .

1. Существует критическое значение спинового тока $j_1 = 0.3623\omega_1$, ниже которого зависимость $\varphi(\tau)$ имеет несколько ветвей, между которыми имеется область («щель») таких значений угла φ , которые являются недоступными для магнитного момента. Рисунок 3 иллюстрирует эту ситуацию. На нем нижняя ветвь отвечает локализованному состоянию (финитному движению) магнитного момента, а верхняя — прецессионному движению с постепенным приближением к оси z . На рисунке видно также, что прецессия не является непрерывной, она сопровождается скачками и гистерезисами. Последнее означает (и это с очевидностью следует из неоднозначной зависимости $\varphi(\tau)$), что прямой и обратный ходы $\varphi(\tau)$ не совпадают.

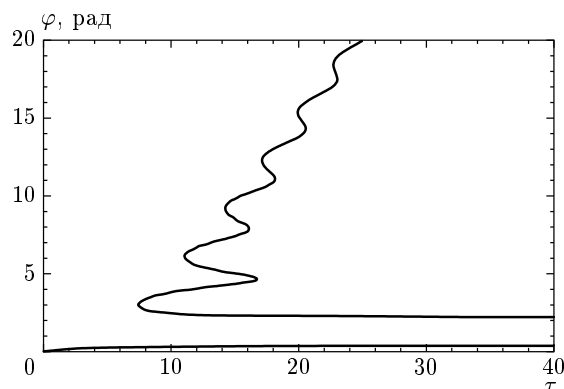


Рис. 3. Зависимость $\varphi(\tau)$ при $j = 0.15\omega_1$, т. е. в области, где существуют запрещенные области для угла φ

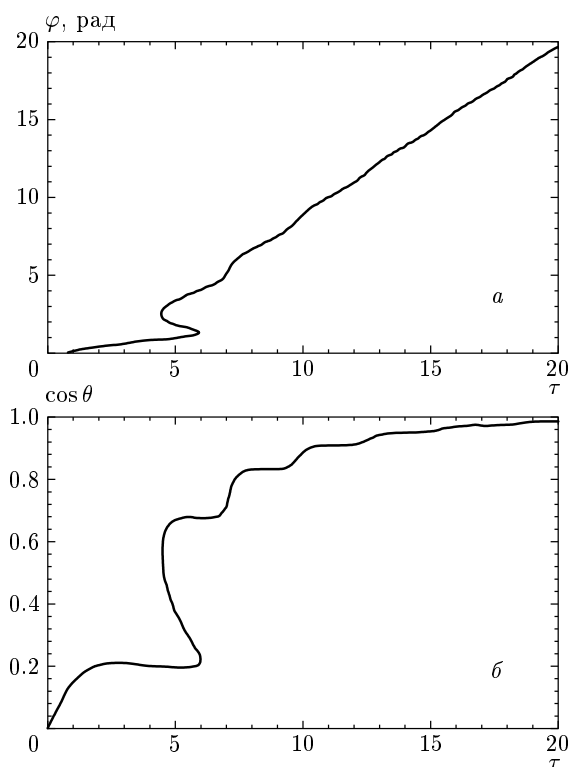


Рис. 4. Зависимости $\varphi(\tau)$ и $\cos \theta(\tau)$ при $j = 0.45\omega_1$, т. е. в области $j_1 < j < j_2 \sim 0.65\omega_1$, где запрещенных областей для угла φ нет, но сохраняется неоднозначность зависимостей $\varphi(\tau)$ и $\theta(\tau)$

2. При $j_1 < j < j_2 \approx 0.65\omega_1$ запрещенных областей для угла φ нет, но сохраняется неоднозначность зависимости $\varphi(\tau)$, а следовательно, имеют место скачкообразное изменение величины углов $\varphi(\tau)$ и $\theta(\tau)$ и гистерезисы в динамике магнитного момен-

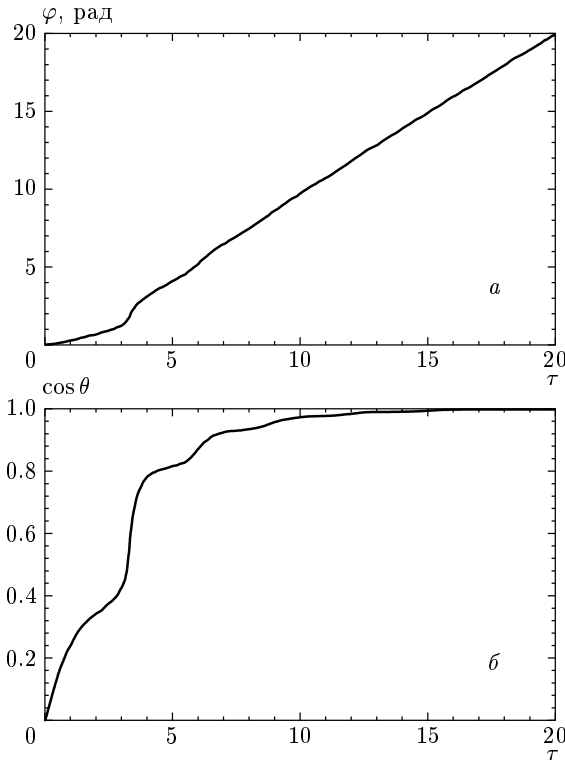


Рис. 5. Зависимости $\varphi(\tau)$ и $\cos\theta(\tau)$ при $j = 0.75\omega_1$, т.е. в области $j > j_2$, где динамика индуцированной спиновым током переориентации \mathbf{m} от легкой плоскости к трудной оси является плавной, хотя и немонотонной

та (рис. 4а, б).

3. При $j > j_2$ динамика индуцированной спиновым током переориентации магнитного момента от легкой плоскости к оси z является плавной (рис. 5а, б).

6. При достаточно низких температурах и малых размерах наночастицы нужно учитывать квантовые эффекты в динамике системы. Рассмотрим этот вопрос для случая, когда отклонение магнитного момента от легкой плоскости, т.е. $\psi = \pi/2 - \theta$, является малым параметром. Естественно рассматривать при этом случай слабой диссипации, когда квантовые эффекты проявляются наиболее заметно. При $\psi \ll 1$ уравнение (16) дает

$$\psi = \frac{\omega_H - \dot{\varphi}}{\omega_1}. \tag{23}$$

Подставляя (23) в (15), получим

$$\ddot{\varphi} + \frac{1}{2}\omega_p^2 \sin 2\varphi = j\omega_1 + \dot{\omega}_H. \tag{24}$$

Функции Лагранжа и Гамильтона уравнения (24) имеют вид

$$L = \frac{J\dot{\varphi}^2}{2} - U(\varphi), \tag{25}$$

$$H = \frac{P_\varphi^2}{2J} + U(\varphi), \tag{26}$$

где $J = M/2\gamma\omega_1$, а обобщенный импульс P_φ и потенциальная энергия $U(\varphi)$ равны соответственно

$$P_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = J\dot{\varphi} \tag{27}$$

и

$$U(\varphi) = K_2 \sin^2 \varphi - \frac{M}{\gamma} \left(j + \frac{\dot{\omega}_H}{\omega_1} \right) \varphi. \tag{28}$$

Заметим, что намагниченность $M_z = M_0 \cos \theta$ может быть выражена через P_φ следующим образом:

$$M_z = \frac{M^2}{2K_1} - 2\gamma P_\varphi. \tag{29}$$

Уравнения (24)–(28) изоморфны соответствующим уравнениям, описывающим динамику перехода Джозефсона в классическом приближении.

В 1963 году Андерсон [19] предложил описывать макроскопические квантовые эффекты в динамике перехода Джозефсона, рассматривая макроскопические заряд и фазу, которые являются обобщенными импульсом и координатой системы, как операторы. В нашем случае аналогичными величинами являются намагниченность $M_z = M_0 \cos \theta$ и угловая переменная φ , или, согласно (29), P_φ и φ . Коммутационное соотношение для последних имеет вид

$$[P_\varphi, \varphi] = i\hbar. \tag{30}$$

Учитывая (26)–(30), можно написать уравнение Шредингера

$$i\hbar\dot{\Psi} = \left(\frac{P_\varphi^2}{2J} + \frac{1}{2}K_2(1 - \cos 2\varphi) - F\varphi \right) \Psi, \tag{31}$$

где $\Psi(\varphi, t)$ — волновая функция, описывающая прецессию полного спина наночастицы,

$$F = \frac{M}{\gamma} \left(j + \frac{\dot{\omega}_H}{\omega_1} \right). \tag{32}$$

Уравнение (31) подробно исследовано в [23] (см. также [24–25]) для задачи о динамике квазиклассического спина под действием магнитного поля, линейно зависящего от времени. Вместо скорости изменения поля по времени в данной задаче фигурирует величина F (32).

Уравнение Шредингера с потенциальной энергией типа «стиральная доска», как в (31), ранее уже изучалось. В качестве примеров можно указать задачу о движении электрона в кристалле под действием однородного постоянного электрического поля [20, 21] и задачу о слабой сверхпроводимости [22].

Уравнение (31) аналогично уравнению Шредингера для частицы, движущейся в периодическом потенциале под действием «силы» F . Отсылая читателя за деталями к [23–25], укажем здесь только результаты анализа: спектр системы является зонным, как у электрона в кристалле, волновые функции представляют собой функции Блоха, определяемые непрерывным параметром m — квазиспином. Соответствующие возбуждения — квазичастицы с дробным (или непрерывным) спиновым числом — весьма близки по своим свойствам анионам [26–28].

Ширины низших нулевой и первой разрешенных зон равны соответственно $2\hbar^2/J$ и $6\hbar^2/J$. Низшая запрещенная зона равна K_2 , более высокие быстро уменьшаются по величине.

Спиновый ток (и поле \dot{H}) возбуждают когерентные квантовые осцилляции прецессионного движения магнитного момента. Так, магнитный момент, имеющий в начальный момент времени среднее значение квазиспина, равное нулю, смещается к границе зоны Бриллюэна, отражается от нее, затем распространяется до левой границы зоны Бриллюэна, отражается от нее и т. д. Этот процесс называют блоховскими осцилляциями. Их частота в данном случае равна

$$f_{Bloch} = \left(j + \frac{\dot{\omega}_H}{\omega_1} \right) S. \quad (33)$$

Каждое отражение от границы зоны Бриллюэна проявляется как скачок угла θ , т. е. M_z .

Если спиновый ток (или внешнее магнитное поле) имеет гармоническую составляющую частоты f , то возможны резонансы на частотах $f_r = r f_{Bloch}$, r — рациональное число. Такие резонансы называют резонансами Штарка.

При возрастании спинового тока,

$$\frac{M}{\gamma} \left(j + \frac{\dot{\omega}_H}{\omega_1} \right) > K_2, \quad (34)$$

возникает туннельный эффект Зенера между соседними разрешенными зонами [29, 30]. В частности, вероятность туннельного перехода в единицу времени между двумя нижними зонами равна

$$g_{01} = f_{Bloch} \exp(-\beta), \quad (35)$$

где $\beta = \pi K_2^2 / 2\hbar^2(\dot{\omega}_H + j\omega_1)$.

В этом случае волновую функцию $|\psi\rangle$ процесса следует рассматривать как суперпозицию двух амплитуд, $|\psi\rangle = c_1|0\rangle + c_2|1\rangle$, где $|0\rangle$ и $|1\rangle$ — волновые функции, описывающие блоховские осцилляции в нулевой и первой разрешенных зонах.

7. Приведем некоторые численные оценки. Предположим, что наночастицы представляют собой тонкопленочный элемент толщиной $d \sim 1$ нм. Пусть $K_1 \sim 10^6$ эрг/см³, $M_s = 0.8 \cdot 10^3$ Гс · см³, тогда $\omega_1 = 2\gamma K_1/M_s \sim 10^{11}$ с⁻¹, $\omega_2 \approx 0.01\omega_1 = 10^9$ с⁻¹, т. е. реализуется случай слабого затухания. При этом критические значения $j_{c1} = 3.5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $j_{c2} = 6.5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. Этим значениям соответствуют плотности тока через структуру $I_1 = 3.5 \cdot 10^8$ А/см² и $I_2 = 6.5 \cdot 10^8$ А/см².

Частота блоховских осцилляций, оцениваемая по формуле (33), равна 10^8 Гц ($f_{Bloch} \sim gI/e$) при плотности тока порядка 10^4 А/см² и диаметре наночастицы порядка 1 нм. Для таких наночастиц зенеровский пробой начинается при плотностях тока порядка 10^7 – 10^8 А/см².

8. Таким образом, в работе получены аналитические выражения, характеризующие переориентацию магнитного момента наночастиц, обладающих ромбической анизотропией, от легкой плоскости к трудной оси под действием спинового тока. Показано, что при низких температурах и в случае слабого затухания спиновый ток индуцирует когерентные квантовые эффекты в наночастицах: блоховские осцилляции прецессионного движения намагниченности и туннельные переходы между различными квантовыми режимами прецессии.

Один из авторов (А. К. З.) выражает искреннюю признательность В. Барбара и Р. Жиро за дискуссии по проблематике, связанной с данной работой, и за теплое гостеприимство в Laboratoire L. Neel (Grenoble). Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 02-02-17389), а также в рамках программы «Физические свойства наноструктур» и INTAS (грант № 99-01839).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mat. **159**, L1 (1996).
2. L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
3. M. V. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).

4. L. Berger, J. Appl. Phys. **49**, 2156 (1978).
5. L. Berger, J. Appl. Phys. **55**, 1954 (1984).
6. P. P. Frutas and L. Berger, J. Appl. Phys. **57**, 1266 (1985).
7. C.-Y. Hung and L. Berger, J. Appl. Phys. **63**, 4276 (1988).
8. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mat. **195**, L261 (1999).
9. Ya. B. Bazaliy, B. A. Jones, and Shou-Cheng Zhang, E-print archives, cond-mat/0009034.
10. J. E. Wegrowe et al., Europhys. Lett. **45**, 626 (1999).
11. E. B. Myers et al., Science **285**, 867 (1999).
12. J. A. Katine et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
13. J. Z. Sun, J. Magn. Magn. Mat. **202**, 157 (1999).
14. C. Heede, P. E. Zilberman, and R. J. Elliott, E-print archives, cond-mat/0005064.
15. Ya. B. Bazaliy et al., Phys. Rev. B **57**, R3213 (1998).
16. J. Z. Sun, Phys. Rev. B **62**, 570 (2000).
17. L. Berger, J. Appl. Phys. **81**, 4880 (1997).
18. W. P. Pratt et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 3060 (1991).
19. P. W. Anderson, in *Lectures on the Many-Body Problem*, ed. by E. Caianiello, Acad. Press, New York (1964), Vol. 2, p. 113
20. G. H. Wannier, Phys. Rev. **117**, 432 (1960).
21. F. Bloch, Phys. Rev. Lett. **137**, A787 (1965); **166**, 415 (1968).
22. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, Москва (1985).
23. А. К. Звездин, Кр. сообщ. по физике, ФИАН, № 12, 13 (1999).
24. А. К. Звездин, Кр. сообщ. по физике, ФИАН, № 4 (2000).
25. А. К. Звездин, Кр. сообщ. по физике, ФИАН, № 3, 37 (2001).
26. J. M. Leinaas and J. Myrheim, Il Nuovo Cimento **37**, 1 (1977).
27. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **48**, 1144 (1982); **49**, 957 (1982).
28. S. Rao, E-print archives, hep-th/9209066.
29. C. Zener, Proc. Roy. Soc. A **145**, 523 (1934).
30. L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP **6**, 763 (1958).
31. R. Giraud, W. Wernsdorfer, A. Tkatchuk, D. Mailly, and B. Barbara, Phys. Rev. Lett. **87**, 057401 (2001).
32. M. A. Reed et al., Science **278**, 253 (1997); J. K. Gimzewski and C. Joachim, Science **283**, 1683 (1999); J. Chen et al., Science **286**, 1550 (1999); C. P. Collier et al., Science **289**, 1172 (2000); E. G. Emberley and G. Kirczenow, E-print archives, cond-mat/0201344.
33. W. Wernsdorfer, private communication.
34. M. Clemente-Leon, H. Soyer, E. Coronado, C. Mino-tand, C. J. Gomez-Garsia, and P. Delhaes, Angew. Chem. Int. Ed. **37**, 2842 (1998).