

КОНТРОЛИРОВАННОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА С ПОМОЩЬЮ ТОКА

С. В. Повод^{1, а}

¹ *Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»*

Аннотация

Развита модель для описания влияния спин-поляризованного тока на свойства антиферромагнитного металла. Показано, что вызванный спин-поляризованным током спиновый крутильный момент зависит от вектора антиферромагнетизма (АФМ) и, следовательно, играет важную роль в магнитной динамике. Анализ полученных уравнений указывает на возможность существования эффекта, аналогичного тому, который наблюдается в ферромагнетиках (ФМ), а именно потеря устойчивости направления антиферромагнитного момента. Так же показана возможность переключения между различными состояниями вектора АФМ с помощью электрического импульса.

Ключевые слова: спинтроника, антиферромагнитные материалы, магнитотранспортные явления

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется изучению влияния спин-поляризованного тока на свойства магнитных металлов, однако особенности взаимодействия тока с магнетиками, макроскопическая намагниченность которых мала (например, антиферромагнетики), остаются теоретически мало исследованными. Это тем более актуально, так как в ряде недавних экспериментов [1],[2] обнаружено, что такой ток оказывает влияние на АФМ слои, используемые в многослойных структурах лишь как вспомогательные.

Ключевым составляющим влияния спинового тока на состояние АФМ, является появление спинового крутильного момента (явное выражение получено Слончевским [3]), возникающего в силу закона сохранения спинового момента при взаимодействии спинов электронов проводимости с локализованными спинами АФМ. Этот факт позволяет, на основе уравнений Ландау-Лифшица-Слончевского, описать динамику вектора АФМ в присутствии спин-поляризованного тока.

1. Модель

Рассмотрим структуру, состоящую из чередующихся слоев ФМ и АФМ металлов, разделенных тонким немагнитным (НМ) проводником. Полагаем, что немагнитная прослойка достаточно толстая, чтобы исключить прямое обменное взаимодействие между ФМ и АФМ слоями, а с другой стороны настолько тонкая, чтобы обеспечить режим, при котором поляризованные в ФМ электроны попадают в слой АФМ не рассеиваясь (ток течет от ФМ в АФМ) (рис. 1). Толщина магнитных слоев меньше характерной длины магнитной неоднородности, что позволяет счи-

тать вектор намагниченности $\mathbf{M}_{FM}$ и вектор АФМ $\mathbf{L}$ однородными в слоях ФМ и АФМ соответственно.

Направление намагниченности в ФМ фиксировано. Ток протекая через ФМ спин-ово поляризуется в направлении параллельном намагниченности $\mathbf{p}_{cur} || \mathbf{M}_{FM}$ ($|\mathbf{p}_{cur}| = 1$), создавая поток магнитного момента, текущего в АФМ слой. На поверхности и внутри АФМ слоя происходит рассеяние электронов проводимости на атомах с локализованным магнитным моментом $\mathbf{S}_n$, что приводит к появлению [3] крутильного момента сонаправленного с вектором $[\mathbf{S}_n \times \mathbf{p}_{cur}]$.

Переходя к макроскопическим векторам $\mathbf{M}_k$, $k=1,2$ (для простоты рассматриваем коллинеарный АФМ), описывающим намагниченность подрешеток АФМ, можно прийти к выражению [4] для крутильного спинового момента $\mathbf{T}_k$, действующего на каждую подрешетку в отдельности:

$$\mathbf{T}_k = \sigma J [\mathbf{M}_k \times [\mathbf{M}_k \times \mathbf{p}_{cur}]], \quad (1)$$

где σ – постоянная, зависящая от эффективности процессов рассеяния и объема АФМ прослойки, J – величина тока, $M_0 = |\mathbf{M}_k|$.

Известно, что линейная и нелинейная динамика вектора намагниченности АФМ кристалла может быть описана [5] с помощью уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для каждой из подрешеток. С учетом крутильного момента (1), эти уравнения при-

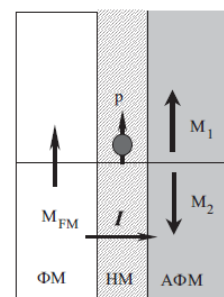


Рис. 1. Простая многослойная структура ФМ-НМ-АФМ.

^аsviat.povod@gmail.com

нимают вид:

$$\dot{\mathbf{M}}_k = -g[\mathbf{M}_k \times \mathbf{H}_k] + \alpha_G[\mathbf{M}_k \times \dot{\mathbf{M}}_k] + \mathbf{T}_k, \quad (2)$$

где g – гиромагнитное отношение, α_G – параметр затухания, $\mathbf{H}_k = \partial\omega/\partial\mathbf{M}_k$ – эффективное поле действующее на магнитный момент подрешетки, ω – плотность потенциальной энергии АФМ слоя, которая в предположении малости величины намагниченности $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}| \approx 2M_0$, ($\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$, $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$) будет иметь вид:

$$\omega = \frac{M^2}{2\chi} + \frac{A}{8M_0^2}(\nabla\mathbf{L})^2 + \omega_{an}(\mathbf{L}) - \mathbf{M}\mathbf{H}_0, \quad (3)$$

где χ – статистическая восприимчивость, A – константа неоднородного обмена, $\omega_{an}(\mathbf{L})$ – энергия анизотропии, зависящая от компонент вектора АФМ.

Перепишав выражения (2) в терминах макроскопической намагниченности $\mathbf{M}$ и вектора АФМ $\mathbf{L}$, а также с учетом выражения (3), получим уравнение для временной динамики вектора АФМ:

$$\begin{aligned} [\ddot{\mathbf{L}} \times \mathbf{L}] = & \frac{g}{2}(2\dot{\mathbf{L}}(\mathbf{H}_0, \mathbf{L}) - [\mathbf{L} \times [\dot{\mathbf{H}}_0 \times \mathbf{L}]] - \\ & - \frac{g^2}{4}[\mathbf{H}_0 \times \mathbf{L}](\mathbf{H}_0, \mathbf{L}) + \frac{g^2 M_0^2}{\chi}[\mathbf{H}_L \times \mathbf{L}] + \\ & + \frac{gM_0\alpha_G}{\chi}[\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}] + \frac{gM_0\alpha_G}{\chi}\sigma J[\mathbf{L} \times [\mathbf{L} \times \mathbf{p}_{cur}]]. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнение (4) может рассматриваться как уравнение Лагранжа 2-го рода при наличии сторонних сил, с соответствующей функцией Лагранжа, согласно [6], имеющей вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{\chi}{2g^2 M_0^2} \dot{\mathbf{L}}^2 - \frac{\chi}{2gM_0^2} \mathbf{H}_0[\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}] + \\ & + \frac{\chi}{8M_0^2} [\mathbf{L} \times \mathbf{H}_0] - \omega_{an}(\mathbf{L}), \end{aligned} \quad (5)$$

а диссипативная функция Рэлея, описывающая мощность сторонних сил, связанная с процессами релаксации и током:

$$\mathcal{R} = \frac{\alpha_G}{2gM_0} \dot{\mathbf{L}}^2 - \frac{\sigma J}{gM_0} (\mathbf{p}_{cur}[\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}]). \quad (6)$$

2. Устойчивые равновесные состояния

Рассмотрим модель АФМ тетрагональной симметрии, значение энергии анизотропии которого может быть записана в виде:

$$\omega_{an}(\mathbf{L}) = \frac{1}{2}K_2 L_z^2 - \frac{1}{4}K_4(L_x^4 + L_y^4), \quad (7)$$

где K_2 , K_4 – константы магнитной анизотропии, L_x, L_y, L_z – проекции вектора АФМ на соответствующие оси декартовой системы координат, но для дальнейших расчетов удобно перейти к сферическим переменным θ, φ :

$$\begin{aligned} L_x &= 2M_0 \sin \theta \cos \varphi, L_y = 2M_0 \sin \theta \sin \varphi, \\ L_z &= 2M_0 \cos \theta. \end{aligned} \quad (8)$$

Полагаем что внешнее магнитное поле отсутствует $\mathbf{H}_0 = 0$ и вектор $\mathbf{p}_{cur}$ направлен вдоль оси Z . Теперь, переписав функции (5), (6) и (7) в переменных (8) и подставив их в уравнение Лагранжа 2-го рода, получаем уравнения, описывающие динамику вектора

АФМ в присутствии спинового тока:

$$\begin{aligned} \ddot{\theta} + \frac{\alpha_G}{\chi} g M_0 \dot{\theta} - \left[\frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 - \frac{K_2}{2\chi} g^2 M_0^2 - \right. \\ \left. - \frac{K_4}{4\chi} g^2 M_0^4 (\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi) \right] \sin^2 \theta \sin 2\theta = 0, \\ \ddot{\varphi} \sin^2 \theta + \frac{K_4}{\chi} g^2 M_0^4 \sin 4\varphi \sin^4 \theta - \\ + \frac{\alpha_G}{\chi} g M_0 \dot{\varphi} \sin^2 \theta - \frac{4\sigma J}{g} M_0 \sin^2 \theta = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Из уравнений (9) видно, что в стационарном случае имеется несколько решений, соответствующих устойчивым равновесным состояниям вектора АФМ:

- 1) $\theta = 0$, что соответствует конфигурации $\mathbf{L} \parallel Z \parallel \mathbf{p}_{cur}$, детально рассмотрен в работе [7];
- 2) $\theta = \pi/2$,

$$\varphi = \frac{1}{4} \arcsin \frac{J}{J_{thr}}, \quad (10)$$

где введено значение критического тока $J_{thr} = K_4 g^3 M_0^3 / (2\chi\sigma)$. Это соответствует конфигурации (рис.2),

в которой вектор $\mathbf{L} \perp \mathbf{p}_{cur}$ лежит в плоскости XOY и образует угол φ с осью X . Такая конфигурация устойчива, если $K_4 < 0$ и $J < J_{thr}$. При чем заметим, что в отсутствии тока устойчивыми являются состояния с $\varphi = n\pi/2$, где $n=0,1,2,\dots$, а под переключением вектора АФМ мы подразумеваем переход из состояния, например, с $\varphi = 0$ в $\varphi = \pi/2$.

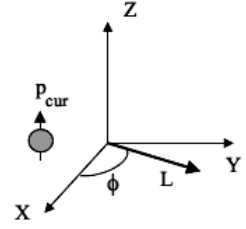


Рис. 2. Иллюстрация равновесного состояния в присутствии спин-поляризованного тока.

3. Режим с переключением

Рассмотрим подробнее конфигурацию $\mathbf{L} \perp \mathbf{p}_{cur}$. В этом случае уравнения (9) примут вид:

$$\ddot{\varphi} + 2\gamma_{AFM} \dot{\varphi} + \frac{1}{4} \omega_4^2 \sin 4\varphi = j(t), \quad (11)$$

где $\gamma_{AFM} = \frac{\alpha_G}{2\chi} g M_0$ – коэффициент затухания, $\omega_4^2 = \frac{4K_4}{\chi} g^2 M_0^4$ – квадрат собственной частоты колебаний вектора АФМ, $j(t) = \frac{4\sigma M_0}{g} J(t)$ – предполагаем

зависимость тока от времени. Из (10) видно, что если ток преодолевает пороговое значение ($J > J_{thr}$), то происходит потеря устойчивости данного состояния и, как показывает анализ уравнений (11), вектор $\mathbf{L}$ начинает вращаться в плоскости XOY . При генерации же короткого электрического импульса возможен вариант, в котором вектор $\mathbf{L}$ теряет устойчивость, но за счет наличия внутреннего трения (γ_{AFM}) релаксирует обратно в устойчивое состояние. Для иллюстрации переключения решим численно уравнение (11) с электрическим импульсом вида:

$$j(t) = \frac{j_A(t-5)}{\sqrt{2\pi\tau^2}} \exp \frac{(t-5)^2}{2\tau^2}, \quad (12)$$

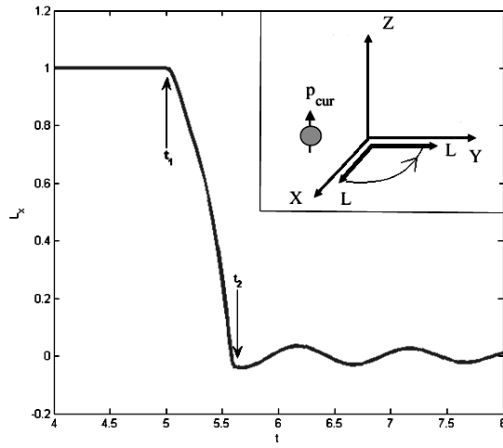


Рис. 3. На рисунке представлена зависимость $L_x(t)$ и иллюстрация переключения вектора АФМ при воздействии электрического импульса. Вектор АФМ нормирован ($|\mathbf{L}| = 1$)

j_A -амплитудное значение тока, τ -длительность импульса, значение которого выбираем порядка периода собственных колебаний вектора АФМ ($1/\omega_4$). Значения констант: $\gamma_{AFM} = 0.31$, $\omega_4 = 6.28$, $\tau = 0.01$. Начальные условия: $\dot{\varphi} = 0.1$, $\varphi = 0$. Решение уравнения (11) в присутствии спин-поляризованного тока (12) представлено на рис. 3 в виде зависимости $L_x(t)$. Стрелками на графике $L_x(t)$ указаны моменты времени t_1 и t_2 , интервал между которыми характеризуется присутствием тока. Видно, что в этом интервале значение L_x меняется от 1 до приблизительно 0; а с момента времени t_2 (когда импульс практически затух) L_x релаксирует в состояние 0 по закону $L_x \sim \exp(-\gamma_{AFM}t) \cos \omega_4 t$. Другими словами, за счет импульса тока, вектор $\mathbf{L}$ поворачивается на угол $\varphi = \pi/2$ в плоскости XOY , то есть происхо-

дит переключение между "соседними" устойчивыми состояниями.

Заключение

В данной работе были исследованы особенности динамики вектора двухподрешеточного АФМ тетрагональной симметрии в присутствии спин-поляризованного тока на основе уравнений Ландау-Лифшица-Слончевского. Найдены равновесные состояния вектора АФМ и найдено пороговое значение тока, при котором теряется устойчивость таких состояний. Также был смоделирован режим переключения вектора АФМ между устойчивыми состояниями с помощью импульса спинового тока. Полученный результат возможно использовать при создании спинтронных приборов хранения и вычисления информации на основе АФМ вентелей

Перечень использованных источников

1. Z. Wei, A. Sharmama, J. Bass, M. Tsoi, *cond-mat/07110059* (2007).
2. S. Urazhdin, N. Anthony, *Phys. Rev. Lett* **99**, 046602 (2007).
3. J. C. Slonczewski, *JMMM* **159**, L1 (1996)
4. А. К. Звездин, К. А. Звездин, А. В. Хвальковский и др. УФН, 2008. — с. 436-442
5. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков, Физматлит, Москва (2001).
6. И. В. Барьяхтар, Б. А. Иванов, ФНТ, 759(1979).
7. Helen V. Gomonay, Vadim M. Loktev, *PHYSICAL REVIEW* **B81**, 144427 (2010).