

**Повод С.В.**

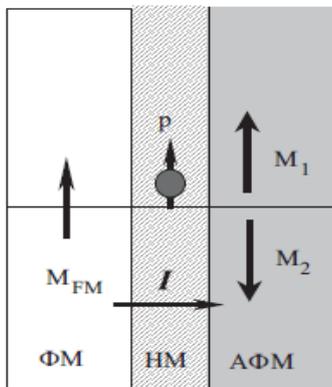
студент,

Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут»

## ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА С ПОМОЩЬЮ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА

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 (АФМ)), остаются теоретически мало исследованными.

Ключевым составляющим влияния спинового тока на состояние АФМ, является появление спинового крутильного момента (явное выражение получено Слончевским [1]), 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.



**Рис. 1. Простейшая структура ФМ-НМ-АФМ**

### Модель

Рассмотрим структуру, состоящую из чередующихся слоев ФМ и АФМ металлов, разделенных тонким немагнитным (НМ) проводником (рис. 1). Полагаем, что НМ 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 АФМ не рассеиваясь. Толщина магнитных слоев меньше характерной длины магнитной неоднородности, что позволяет считать вектор намагниченности  $M_{FM}$  и вектор АФМ  $L$  однородными в

слоях ФМ и АФМ соответственно.

Ток протекая через ФМ спиново поляризуется в направлении параллельном намагниченности  $p_{cur} \parallel M_{FM}$  ( $|p_{cur}| = 1$ ), создавая поток магнитного момента, текущего в АФМ слой. На поверхности и внутри АФМ слоя происходит рассеяние электронов проводимости на атомах с локализованным магнитным моментом  $S_n$ , что приводит к появлению [1] крутильного момента сонаправленного с вектором  $[S_n \times [S_n \times p_{cur}]]$ .

Переходя к макроскопическим векторам  $M_k$ ,  $k=1,2$  (для простоты рассматриваем коллинеарный АФМ), описывающим намагниченность

подрешеток АФМ, можно прийти к выражению [2] для крутильного спинового момента  $T_k$ , действующего на каждую подрешетку в отдельности:

$$T_k = \sigma [M_k \times [M_k \times p_{cur}]] / M_0, \quad (1)$$

где  $\sigma$ - постоянная, зависящая от эффективности процессов рассеяния и объема АФМ прослойки,  $J$ - величина тока,  $M_0 = |M_k|$ .

Известно, что линейная и нелинейная динамика вектора намагниченности АФМ может быть описана [3] с помощью уравнения Ландау-Лифшица для каждой из подрешеток. С учетом крутильного момента (1), эти уравнения принимают вид:

$$\dot{M}_k = -g[M_k \times H_k] + \alpha_g [M_k \times \dot{M}_k] + T_k, \quad (2)$$

где  $H_k = -\partial w / \partial M_k$  – эффективное поле действующее на магнитный момент подрешетки,  $w$  – плотность потенциальной энергии АФМ слоя,  $\alpha_g$  – константа затухания,  $g$  – гиромагнитное отношение. Уравнения (2) можно рассматриваться как уравнение Лагранжа 2-го рода при наличии сторонних сил. Соответствующая функция Лагранжа согласно [4] имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{\chi_{\perp}}{2g^2M_0^2} \dot{L}^2 - \frac{\chi_{\perp}}{2gM_0^2} H_0 [L \times \dot{L}] + \frac{\chi_{\perp}}{8M_0^2} [L \times H_0] - w_{an}(L), \quad (3)$$

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

$$\mathcal{R} = \frac{\alpha_G}{2gM_0} \dot{L}^2 - \frac{\sigma}{gM_0} (p_{cur} [L \times \dot{L}]), \quad (4)$$

$w_{an}(L)$  – энергия анизотропии АФМ,  $\chi_{\perp}$  – статистическая восприимчивость,  $H_0$  – внешнее магнитное поле.

### Устойчивые состояния

Для определенности энергию магнитной анизотропии  $w_{an}(L)$  моделируем в виде:

$$w_{an}(L) = \frac{1}{2} K_2 L_z^2 - \frac{1}{4} K_4 (L_x^4 + L_y^4), \quad (5)$$

где  $K_2, K_4$  – константы магнитной анизотропии,  $L_x, L_y, L_z$  – компоненты вектора АФМ в декартовой системе координат. Пусть  $H_0 = 0$  и вектор  $p_{cur} || Z$ . Тогда, подставив функции (3), (4), (5), в сферических координатах  $(\theta, \varphi)$ , в уравнение Лагранжа 2-го рода, получаем уравнения динамики вектора АФМ:

$$\ddot{\theta} + \frac{\alpha_G}{\chi_{\perp}} g M_0 \dot{\theta} - \left[ \frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 - \frac{K_2}{2\chi_{\perp}} g^2 M_0^2 - \frac{K_4}{4\chi_{\perp}} g^2 M_0^4 (\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi) \right] \sin^2 \theta \sin 2\theta = 0,$$

$$\ddot{\varphi} \sin^2 \theta - \frac{2K_4}{\chi_{\perp}} g^2 M_0^4 \sin 4\varphi \sin^4 \theta - \frac{\alpha_G}{\chi_{\perp}} g M_0 \dot{\varphi} \sin^2 \theta + \frac{4\sigma}{g} M_0 \sin^2 \theta = 0. \quad (6)$$

В статическом случае система уравнений (6) имеет несколько решений, соответствующих устойчивым равновесным состояниям вектора АФМ:

- 1)  $\theta = 0$ , что соответствует конфигурации  $L || Z || p_{cur}$ ;
- 2)  $\theta = \pi/2$ , вектор АФМ лежит в плоскости ХОУ.

В отсутствии же тока в случае 2) равновесному устойчивому состоянию соответствует угол  $\varphi = n\pi/2$ , где  $n=1,2,3\dots$

### Режим с переключением

Предположим, что ток  $J$ , является функцией времени  $J(t)$ . Перепишем систему (6) для случая, когда  $\theta = \pi/2$ :

$$\ddot{\phi} = -2\gamma_{AFM}\dot{\phi} - \frac{1}{4}\omega_4^2 \sin 4\phi + j(t), \quad (7)$$

где  $\gamma_{AFM} = \frac{\alpha_G}{\chi_{\perp}} g M_0$  – коэффициент затухания,  $\omega_4^2 = \frac{2K_4}{\chi_{\perp}} g^2 M_0^4$  – квадрат собственной частоты колебаний вектора АФМ,  $j(t) = \frac{4\sigma J(t)}{g} M_0$ . Пусть в начальный момент времени ток отсутствовал. Задача состоит в том, чтобы перевести вектор АФМ из одного устойчивого равновесного состояния с  $\phi = n\pi/2$ , в состояние с  $\phi = (n+1)\pi/2$  с помощью короткого электрического импульса.

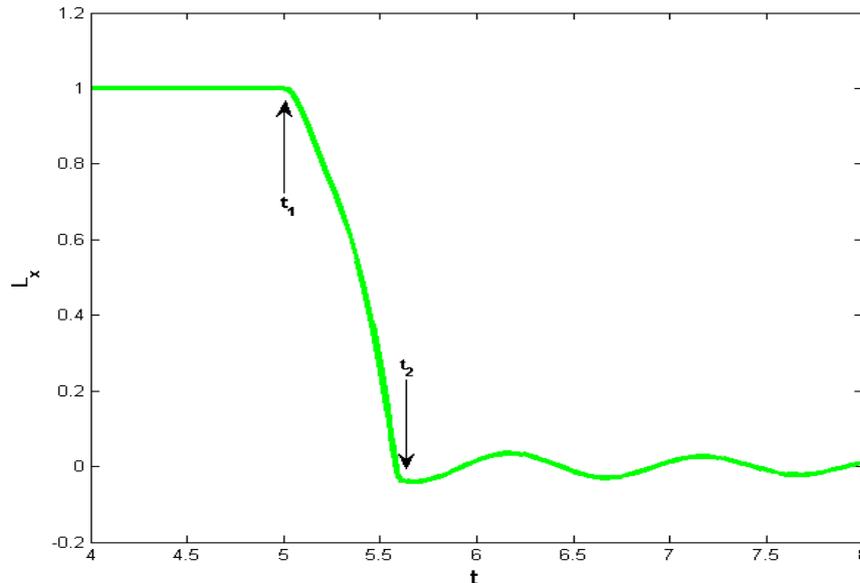
Для иллюстрации переключения решим численно уравнение (7) с начальными условиями:  $\dot{\phi} = 0.1$ ,  $\phi = 0.1$  (таким образом мы учитываем возможность наличия температурных флуктуаций). Выбираем следующие значения констант:  $\gamma_{AFM} = 0.31$ ,  $\omega_4 = 6.28$ . Электрический импульс моделируем функцией вида:

$$j(t) = \frac{j_A (t - 5)}{\sqrt{2\pi\tau^2}} \exp\left\{-\frac{(t - 5)^2}{2\tau^2}\right\}, \quad (8)$$

где  $j_A$  – с точностью до константы амплитудное значение тока,  $\tau$  – длительность импульса, значение которого выбираем порядка периода собственных колебаний вектора АФМ ( $1/\omega_4$ ), для конкретики возьмем  $\tau = 0.01$ . Решение уравнения (7) представлено на рисунке 2, где показан график зависимости  $L_x(t)$  (с учетом нормировки длины вектора  $|L| = 1$ ).

Из рисунка видно, что начиная с момента времени  $t_1$  происходит довольно быстрое изменение (за время  $t_2 - t_1$ ) значения  $L_x$  от 1 до значения близкого к 0, после чего  $L_x$  релаксирует в состояние 0 по закону  $L_x \sim \exp\{-\gamma_{AFM}t\} \cos(\omega_4 t)$ , что соответствует повороту вектора АФМ в плоскости ХОУ на угол  $\pi/2$ . Другими словами, импульс тока (8) переводит вектор АФМ из одного устойчивого равновесного состояния с  $\phi = 0$ , в состояние с  $\phi = \pi/2$ .

**Заключение.** В данной работе была исследована динамика 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 меняется. Полученный результат возможно использовать при создании спинтронных приборов хранения и вычисления информации на основе АФМ вентелей.



**Рис. 2.** На рисунку представлена залежність  $L_x(t)$ , ілюструюча переключення вектора АФМ при впливі електричного імпульса

#### **Список использованных источников:**

1. Slonczewski J. С., JMMM 159, L1 (1996).
2. Звездин А. К., Звездин К. А., Хвальковский А. В. и др., УФН, 2008. – С. 436-442.
3. Туров Е. А., Колчанов А. В., Меньшенин В. В. и др. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков, Физматлит, Москва (2001).
4. Барьяхтар И. В., Иванов Б. А. ФНТ, 759 (1979).

**Сабіщенко О.В.**

*студент;*

**Чухліб А.В.**

*кандидат економічних наук, доцент,*

*Національний університет біоресурсів і природокористування України*

### **ТЕОРЕТИЧНІ ТА ПРИКЛАДНІ АСПЕКТИ АКТУАРНИХ РОЗРАХУНКІВ У РИЗИКОВОМУ СТРАХУВАННІ**

Упродовж вже кількох століть спостерігається тісний зв'язок між страхуванням і математикою [3, с. 61]. Теоретичною основою страхового бізнесу є актуарна математика.

Актуарна математика – наука про методи розрахунку і прогнозування фінансових потоків з урахуванням ризику. Предметом актуарної математики є розроблення теоретичного апарату й методичного інструментарію актуарного оцінювання, що передбачає залучення сучасних засобів економіко-математичного моделювання, прогнозування, економічної діагностики, фінансового контролінгу.