

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Труды XIII Международного
симпозиума**

11–14 марта 2019 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2019

Спин-зависящий электронный транспорт в наноконтакте на основе ферромагнетика, изолятора и антиферромагнетика

Н.Х. Усеинов

Институт физики КФУ, ул. Кремлёвская, 18, Казань, 420008.

nuseinov@mail.ru

Проводится теоретический расчёт и исследуется спин-зависящий электронный транспорт в планарном наноконтакте $FM^L//AFM^R$, состоящем из ферромагнитного (FM) и антиферромагнитного (AFM) металлов, разделённых между собой изолятором I. Намагниченность AFM слоя может изменяться в зависимости от относительных углов между направлениями намагниченностей подрешёток AFM слоя и FM слоя. Вычисляются туннельные коэффициенты прохождения электронов проводимости с учётом спиновых степеней свободы. Рассчитываются кондактанс, туннельное магнитосопротивление как функции физических параметров наноконтакта и приложенного напряжения.

Введение

Широкое применение спинтронных устройств в современной нанозлектронике стимулирует разработку теоретических моделей и исследование различных типов многослойных магнитных наноструктур. В последнее время значительное внимание уделяется исследованиям спинтронных эффектов: гигантскому магнитосопротивлению, туннельному магнитосопротивлению (ТМС) и переносу спинового момента в наноконтактах включающих антиферромагнитные материалы [1].

Целью исследования является верификация теоретической модели, создание вычислительных алгоритмов для расчёта и моделирования зависимости ТМС от параметров магнитного туннельного контакта (МТК) и приложенного напряжения. Разработанная теория может применяться для интерпретации экспериментальных данных и нахождения условий, необходимых для переключения ферро и/или антиферромагнитных слоистых наноструктур между высокорезистивным и низкорезистивным состояниями.

В работе представлена теоретическая модель, которая позволяет вычислить коэффициенты прохождения, спин-поляризованную проводимость (кондактанс) и ТМС планарного МТК, см. рисунок 1. Контакт моделируется для простоты квадратным сечением изолятора, разделяющим пространство на две половины (левую L и правую R). Левая половина занята однодоменным ферромагнитным металлом (FM^L), правая половина - антиферромагнитным металлом или сплавом (AFM^R) с антиколлинеарной намагниченностью двух подрешёток, так называемого «шахматного» магнетика (любые два ближайших соседа имеют противоположные моменты). Ось x системы координат направлена перпендикулярно плоскости изолятора, см. рисунок 1.

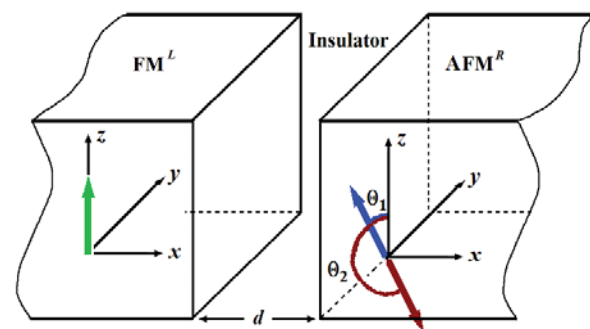


Рис. 1. Схематическое изображение магнитного туннельного наноконтакта $FM^L//AFM^R$ с ферромагнитным электродом FM^L слева и антиферромагнитным AFM^R слоем справа, разделённых изолятором I. Толщина изоляционного слоя d . Стрелки (и углы θ_1, θ_2) показывают направления намагниченностей подрешёток AFM^R слоя относительно направления намагниченности FM^L электрода

Уравнение Шрёдингера МТК с антиферромагнитным слоем

Для того чтобы вычислить кондактанс G_s^x вдоль оси x МТК необходимо найти полную волновую функцию $\psi_s(x; k_y, k_z)$, где k_y, k_z - волновые числа, соответствующих направлений, $s = \uparrow, \downarrow$ - спиновый индекс. Рассмотрим баллистическое движение электрона через МТК полагая, что потенциальная энергия в изолирующем слое I с учётом приложенного напряжения имеет вид

$$U^l(x) = U - \frac{eV(x+d/2)}{d} \quad -\frac{d}{2} \leq x \leq +\frac{d}{2}, \quad (1)$$

где U - высота потенциального барьера, V - приложенное напряжение, d - толщина изолятора. В одномерном случае состояния движения электрона проводимости могут быть найдены из решений уравнения Шрёдингера:

$$(H_s^l - E_{F,s}^l) \begin{pmatrix} \Psi_\uparrow(x; k_y, k_z) \\ \Psi_\downarrow(x; k_y, k_z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где гамильтонианы в слоях $l = L, I, R$ имеют вид

$$H_s^L = -\frac{\hbar^2}{2m_L} \left(\frac{d^2}{dx^2} + k_{\parallel}^2 \right) \pm J_{ex}^L, \quad (3)$$

$$H_s^I = -\frac{\hbar^2}{2m_I} \frac{d^2}{dx^2} + U^l(x), \quad (4)$$

$$H_s^R = -\frac{\hbar^2}{2m_R} \left(\frac{d^2}{dx^2} + k_{\parallel}^2 \right) - eV + H_{ex}^R. \quad (5)$$

Здесь $k_{\parallel}^2 = k_y^2 + k_z^2$ - сохраняющаяся компонента волнового вектора в плоскости контакта, m_l - эффективные массы электронов в трёх областях, соответственно ($l = L, I, R$), J_{ex}^L - обменная энергия в FM^L электроде. Последнее слагаемое в (5) определяет обменную энергию J_{ex}^R и направления намагниченностей подрешёток AFM^R слоя:

$$H_{ex}^R = J_{ex}^R \begin{pmatrix} \cos\theta_1 + \cos\theta_2 & \sin\theta_1 + \sin\theta_2 \\ \sin\theta_1 + \sin\theta_2 & -\cos\theta_1 - \cos\theta_2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где углы θ_1, θ_2 изменяются от направления намагниченности FM^L электрода (оси z) и отличаются на угол π .

Решая систему дифференциальных уравнений (2) и сшивая эти решения с помощью метода трансформатрицы, найдем амплитуды вероятностей падающих и отражённых волн, которые определяют матричные элементы коэффициента прохождения:

$$\mathbf{A}_{s(s')}^L = T_{s,s'(s',s)} \mathbf{A}_{s(s')}^R. \quad (7)$$

Здесь амплитуды $\mathbf{A}_{s(s')}^L, \mathbf{A}_{s(s')}^R$ представляют собой матрицы столбцы 4-го порядка для каждой компоненты спина $s = \uparrow, \downarrow$. Также отметить, что при углах $(\theta_1 + \theta_2)/2 \neq 0$, отражённая компонента падающей волны, например, со спином \uparrow содержит также примесь компоненты со спином \downarrow , и наоборот отражённая волна со спином \downarrow содержит примесь компоненты волны со спином \uparrow .

Кондактанс и ТМС

Спин-поляризованный кондактанс, усреднённый по телесному углу левой стороны контакта, имеет вид

$$G = \sum_{s,s'} \frac{e^2 (k_{F,s}^L)^2 A}{4\pi^2 \hbar} \langle \cos\gamma_{L,s}, T_{s,s'} (\cos\gamma_{L,s}) \rangle_{L,s}, \quad (8)$$

где A - площадь контакта, $k_{F,s}^L$ - волновой вектор Ферми FM^L слоя, $\gamma_{L,s}$ - угол между осью x и направлением движения электрона к границе FM^L/I . В (8) для простоты не указана зависимость $T_{s,s'}$ от углов θ_1, θ_2 и приложенного напряжения V . Отметим, что расчёт кондактанса (8) нами уже выполнялся ранее для планарных МТК, но без антиферромагнитного слоя [2].

Известно, что сопротивления МТК отличаются при различных ориентациях намагниченностей смежных магнитных электродов. Поэтому в нашем случае ТМС мы будем определять отношением:

$$TMR_{AFM} = \left(\frac{G(\theta_1 + \delta, \theta_2 + \delta)}{G(\theta_1, \theta_2)} - 1 \right) \times 100\%, \quad (9)$$

где δ - угол отклонения антиколлинеарных намагниченностей подрешёток AFM^R от оси z . Результат вычисления ТМС для МТК при параметрах, соответствующих экспериментальным данным, показан на рисунке 2.

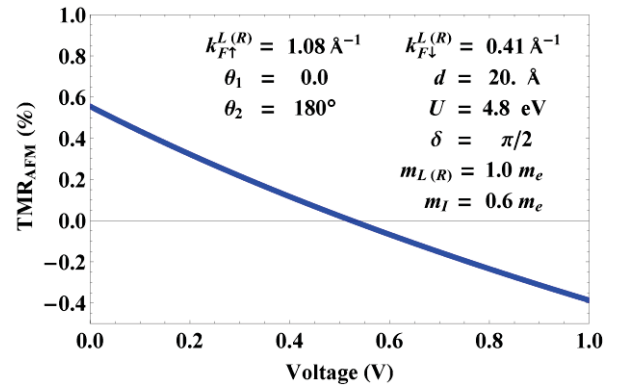


Рис. 2. Зависимости ТМС от приложенного напряжения и параметров МТК

Литература

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi *et al.* // *Reviews of Modern Physics*, V. 90, 015005 (2018).
2. А. М. Исмаили, А. Н. Усеинов, Н. Х. Усеинов // *ЖЭТФ*, Т. 153, вып. 1, С. 137 (2018).