

ГИГАНТСКОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУХБАРЬЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: beletski@ire.kharkov.ua

Теоретически исследовано гигантское туннельное магнитосопротивление двухбарьерных магнитных туннельных переходов (ДМТП). За основу был взята двухзонная модель спин-поляризованных электронов в ферромагнитных электродах (ФЭ) магнитных туннельных переходов. В рамках этой модели в ФЭ имеются две группы электронов с различным направлением спина. Показано, что в ДМТП туннельное магнитосопротивление может приближаться к 100 %. Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

Ключевые слова: туннельное магнитосопротивление, двухбарьерный магнитный туннельный переход.

Магнитные туннельные переходы (МТП) обладают большим значением туннельного магнитосопротивления [1–6]. Благодаря этому обстоятельству МТП широко используются для создания магнитной оперативной памяти и разновидностей магнитных датчиков и сенсоров. Вместе с тем увеличение величины туннельного магнитосопротивления остается актуальной и важной задачей с точки зрения улучшения характеристик спинтронных приборов.

В настоящей статье теоретически исследовано гигантское туннельное магнитосопротивление двухбарьерных магнитных туннельных переходов (ДМТП). Предполагалось, что эмиттер и коллектор ДМТП являются ферромагнетиками, в то время как два барьера и средняя область ДМТП состоят из диэлектриков. За основу была взята двухзонная модель спин-поляризованных электронов в ферромагнитных областях МТП. В рамках этой модели предполагается, что в ферромагнитных областях имеются две группы электронов с различным направлением спина. В работе показано, что величину туннельного магнитосопротивления можно существенно увеличить, если использовать ДМТП. Это связано с тем, что в двухбарьерных наноструктурах присутствует эффект резонансного прохождения электронов. Этот эффект зависит от формы потенциального профиля, в котором движутся электроны. В ДМТП форма потенциального профиля зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей. Это приводит к тому, что эффект резонансного прохождения электронов будет существовать лишь для определенной ориентации намагниченностей (параллельной или антипараллельной) ферромагнитных областей.

Мы показали, что в ДМТП туннельное магнитосопротивление существенно превосходит туннельное магнитосопротивление однобарьерных МТП. При оптимальном выборе параметров

ДМТП туннельное магнитосопротивление может достигать 100 %.

Отметим, что в работе [6], в отличие от нашей работы, рассмотрены ДМТП с ферромагнитным средним слоем. Кроме того, в ней приведены численные расчеты величины туннельного магнитосопротивления лишь для конкретного типа ДМТП с фиксированным набором толщин слоев. В нашей работе приведено детальное исследование зависимости туннельного магнитосопротивления ДМТП как от высоты и ширины потенциальных барьеров, так и от глубины и ширины потенциальной ямы.

1. Постановка задачи. Рассмотрим ДМТП, состоящий из левого ферромагнитного электрода (ФЭ) ($z < 0$), правого ФЭ ($z > d_1 + d_2 + d_3$), двух потенциальных барьеров с толщинами d_1 и d_3 , а также потенциальной ямы толщиной d_2 . Высоты потенциальных барьеров считаются одинаковыми и равными U_B . Глубина потенциальной ямы равна U_W . К ДМТП приложено постоянное напряжение смещения V_a .

Мы будем использовать двухзонную модель свободных электронов, в рамках которой две спин-расщепленные электронные зоны в ФЭ являются параболическими. Величины электронных масс m в ФЭ и в диэлектриках будем считать одинаковыми. Ограничимся рассмотрением случая, когда направления намагниченностей двух ФЭ или параллельны, или антипараллельны. Направление спина электронов в левом ФЭ мы будем характеризовать спиновым индексом Паули σ_L , а в правом ФЭ – спиновым индексом Паули σ_R . Эти индексы принимают два значения $\sigma_{L,R} = \pm 1$, соответствующие ориентации спина электрона вдоль (знак «+» или \uparrow) или против (знак «-» или \downarrow) направления намагничивания ФЭ.

Энергию электронов с определенным направлением спина будем отсчитывать от дна соответствующей спиновой зоны в левом ФЭ. Тогда высота потенциальных барьеров и глубина потенциальной ямы будут зависеть от направления спина электронов в левом ФЭ: $U_{B\sigma_L} = U_B + \sigma_L\Delta$ и $U_{W\sigma_L} = U_W + \sigma_L\Delta$. Здесь Δ – полуширина обменного расщепления двух спиновых зон.

Мы предполагаем, что в левом ФЭ электроны с $\sigma_L = +1$ имеют большую энергию Ферми ($E_{F\uparrow} = \mu + \Delta$, μ – электрохимический потенциал), чем электроны с $\sigma_L = -1$ ($E_{F\downarrow} = \mu - \Delta$). В результате $k_{F\uparrow} > k_{F\downarrow}$, где $k_{F\uparrow,\downarrow} = \sqrt{2mE_{F\uparrow,\downarrow}}/\hbar$ – фермиевский импульс электронов. Электроны с $\sigma_L = +1$, имеющие больший фермиевский импульс, будем называть электронами основной поляризации, а электроны с $\sigma_L = -1$ – электронами неосновной поляризации. В дальнейшем предполагаем, что намагниченность изменяет свою ориентацию лишь в правом ФЭ.

В качестве ферромагнитного металла мы будем рассматривать железо (Fe), для которого $k_{F\uparrow} = 1,09 \text{ \AA}^{-1}$, $k_{F\downarrow} = 0,42 \text{ \AA}^{-1}$ [7]. Используя эти численные значения, находим: $\mu = 2,6 \text{ эВ}$, $\Delta = 1,93 \text{ эВ}$, $E_{F\uparrow} = 4,53 \text{ эВ}$, $E_{F\downarrow} = 0,67 \text{ эВ}$.

Высоты потенциальных барьеров U_B и глубину потенциальной ямы U_W охарактеризуем безразмерными параметрами $u_B = (U_B - \mu)/E_{F\uparrow}$ и $u_W = (U_W - \mu)/E_{F\uparrow}$.

На рис. 1 представлен потенциальный профиль ДМТП при $V_a = 0,5 \text{ В}$, $u_B = 0,1$, $u_W = 0$, $d_1 = d_3 = 0,5 \text{ нм}$, $d_2 = 2,0 \text{ нм}$ для параллельной (рис. 1, а) и антипараллельной (рис. 1, б) ориентаций намагниченностей ФЭ. Сплошные и штриховые линии соответствуют потенциальному профилю ДМТП для электронов основной и неосновной поляризации соответственно. Двумя стрелками обозначены взаимные ориентации спина электрона и намагниченностей ФЭ: первая стрелка соответствует ориентации спина электрона относительно ориентации намагниченности левого ФЭ, а вторая стрелка – ориентации спина электрона относительно ориентации намагниченности правого ФЭ.

Из рис. 1 видно, что электроны с различным направлением спина движутся в различном потенциальном поле. Это означает, что коэффициент прохождения электронов $T_{\sigma_L\sigma_R}$ через ДМТП является спин-зависимым.

Для определения коэффициента прохождения электронов через $T_{\sigma_L\sigma_R}$ была использована методика, изложенная в работах [1–3].

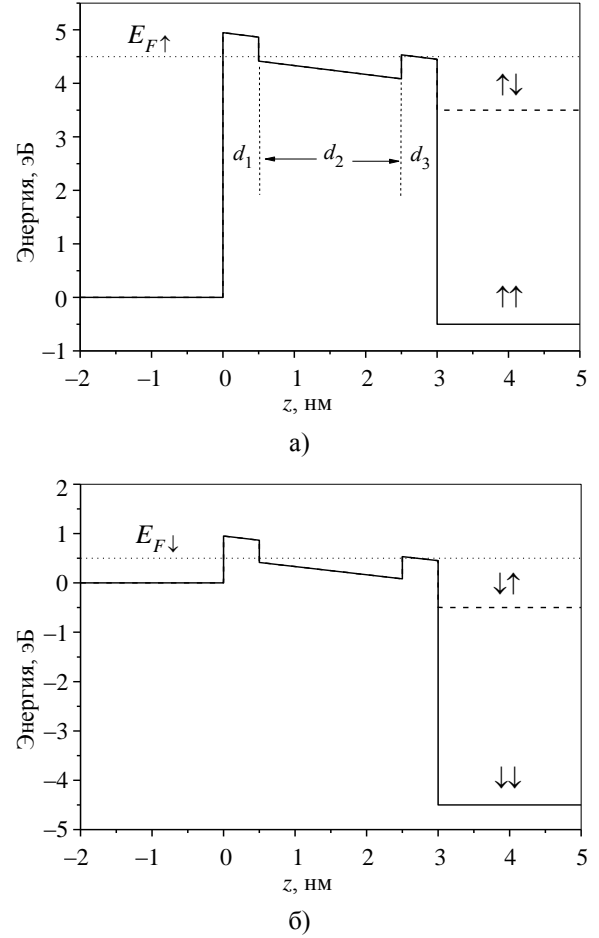


Рис. 1. Потенциальный профиль ДМТП

Зная коэффициент прохождения электронов, мы можем найти парциальные плотности тока $J_{\sigma_L\sigma_R}$ через ДМТП, создаваемые электронами основной и неосновной поляризации:

$$J_{\sigma_L\sigma_R} = \frac{emkT}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T_{\sigma_L\sigma_R} \times \ln \left(\frac{1 + \exp[(E_{F\sigma_L} - E)/kT]}{1 + \exp[(E_{F\sigma_L} - E - eV_a)/kT]} \right) dE. \quad (1)$$

Здесь k – постоянная Больцмана; T – температура.

В дальнейшем при численном вычислении парциальных плотностей электронного тока по формуле (1) мы считали, что $T = 300 \text{ К}$.

Магнитосопротивление TMR ДМТП вычислялось по следующей формуле:

$$TMR = \frac{J_P - J_{AP}}{J_P}, \quad (2)$$

где $J_P = J_{\uparrow\uparrow} + J_{\downarrow\downarrow}$ и $J_{AP} = J_{\uparrow\downarrow} + J_{\downarrow\uparrow}$ – плотности электронных токов через ДМТП для параллельной и антипараллельной ориентаций намагниченностей ФЭ соответственно.

2. Численные расчеты и обсуждение результатов. Рассмотрим зависимость туннельного магнитосопротивления ДМТП от напряжения смещения. На рис. 2 изображены зависимости $TMR(V_a)$ при $u_B = 0,2$, $d_1 = d_2 = d_3 = 0,5$ нм для различных значений безразмерной глубины потенциальной ямы u_W ДМТП. Числа возле кривых соответствуют рассмотренным значениям безразмерных глубин u_W : 1 – $u_W = -0,8$; 2 – $u_W = -0,85$; 3 – $u_W = -0,86$; 4 – $u_W = -0,87$; 5 – $u_W = -0,9$; 6 – $u_W = -1,1$; 7 – $u_W = -1,2$; 8 – $u_W = -1,3$; 9 – $u_W = -1,4$; 10 – $u_W = -1,5$. Для того чтобы подчеркнуть характерные особенности рассматриваемых зависимостей, мы выбрали диапазон изменения безразмерных глубин потенциальной ямы от $u_W = -0,8$ до $u_W = -1,5$. Из рис. 2 видно, что характер зависимости $TMR(V_a)$ зависит от глубины потенциальной ямы u_W . При $u_W = -0,8$ величина TMR мала и резко уменьшается с увеличением напряжения смещения V_a . По мере увеличения глубины потенциальной ямы величина TMR возрастает, и при $u_W = -0,85$ она достигает практически 100 % значения при малых напряжения смещения V_a .

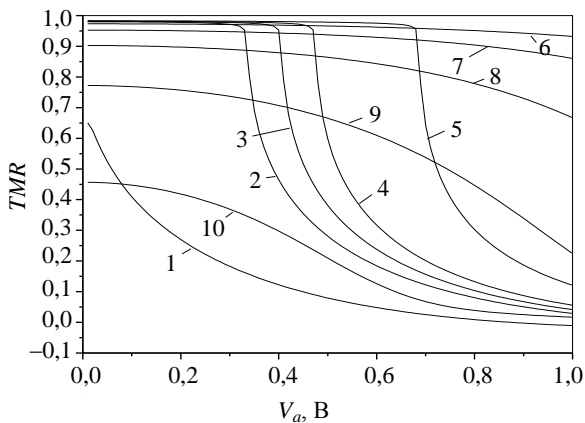


Рис. 2. Зависимость $TMR(V_a)$ для различных глубин потенциальной ямы ДМТП

При дальнейшем увеличении глубины потенциальной ямы диапазон значений V_a , в котором TMR принимает 100 % значения, возрастает. Наконец, при $u_W = -1,1$ величина максимального значения TMR практически не зависит от V_a .

Дальнейшее увеличение глубины потенциальной ямы приводит к уменьшению величины TMR . Кроме того, опять наблюдается резкое уменьшение TMR с увеличением V_a . Так, напри-

мер, при $u_W = -1,5$ величина TMR мала и резко уменьшается с увеличением V_a .

Таким образом, имеется оптимальное значение глубины потенциальной ямы, при которой TMR достигает 100 % значения, и это значение практически не зависит от V_a .

Физический механизм возникновения эффекта гигантского туннельного магнитосопротивления в ДМТП заключается в следующем. Коэффициент прохождения электронов через ДМТП имеет экстремальное значение, когда энергия электронов совпадает с уровнем энергии электронов в квантовой яме. С увеличением глубины потенциальной ямы уровни энергии электронов в ней смещаются в сторону меньших значений. При этом уровни энергии электронов в потенциальной яме могут пересекать уровень энергии, соответствующий дну зоны проводимости левого или правого ФЭ. Момент пересечения указанных уровней энергии соответствует закрытию одного из каналов прохождения электронов через ДМТП. Так как коэффициент прохождения электронов имеет спин-зависимый характер, то закрытие одного из каналов прохождения электронов через ДМТП будет иметь место лишь для одного из двух возможных направлений намагничивания ФЭ. Параметры ДМТП можно подобрать таким образом, что закрытие канала прохождения электронов приводит к резкому уменьшению плотности тока. Это обстоятельство и обуславливает эффект гигантского туннельного магнитосопротивления в ДМТП.

На рис. 3 изображено влияние глубины потенциальной ямы u_W на положение экстремумов (левая ось ординат, сплошные линии) и экстремальные значения коэффициентов прохождения электронов (правая ось ординат, штриховые линии) при $u_B = 0,2$, $d_1 = d_2 = d_3 = 0,5$ нм, $V_a = 0,5$ В для электронов основной (рис. 3, а) и неосновной (рис. 3, б) поляризации. Из рис. 3 видно, что экстремумы коэффициентов прохождения электронов (они совпадают с уровнями энергии электронов в потенциальной яме) смещаются в сторону меньших значений. Уровень энергии $E_R = 2\Delta - V_a$ соответствует дну зоны проводимости правого ФЭ для электронов основной поляризации при антипараллельной ориентации ФЭ. Если положение экстремума коэффициента прохождения электронов основной поляризации совпадает с E_R , то $T_{\downarrow\downarrow} = 0$ (рис. 3, а). В то же время коэффициент прохождения электронов основной поляризации при параллельной ориентации ФЭ отличен от нуля ($T_{\uparrow\uparrow} \neq 0$). Эта тенденция имеет место в нескольких интервалах значений u_W . Существенное различие в коэффициентах прохождения электронов основной поляриза-

ции при различных ориентациях намагниченностей ФЭ приводит к эффекту гигантского туннельного магнитосопротивления. Электроны неосновной поляризации, как следует из рис. 3, б, имеют приблизительно одинаковую зависимость коэффициента прохождения от u_w и практически не оказывают влияния на величину туннельного магнитосопротивления. Таким образом, эффект гигантского туннельного магнитосопротивления связан с особенностями прохождения электронов основной поляризации через ДМТП.

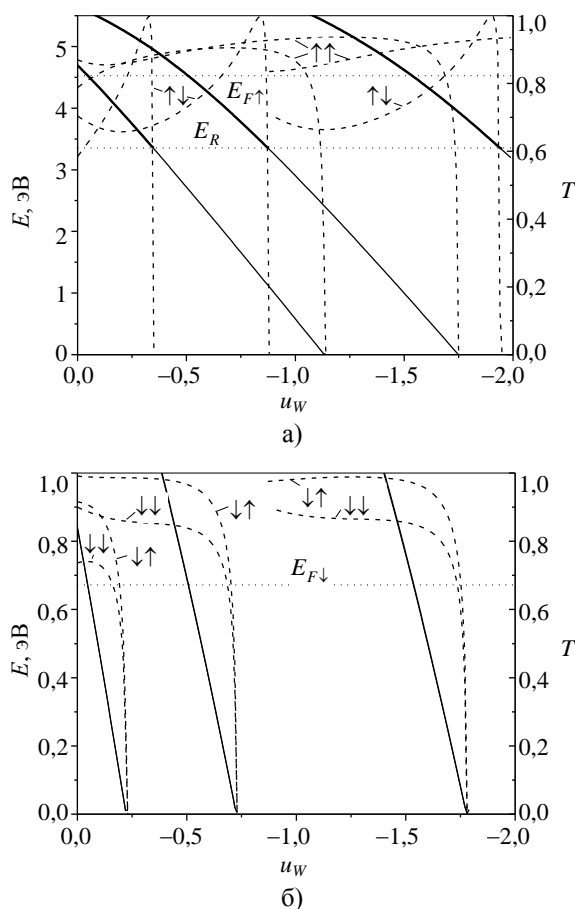


Рис. 3. Зависимости положений и величин экстремумов коэффициентов прохождения электронов основной (а) и неосновной (б) поляризации от глубины потенциальной ямы

Выводы. Туннельное магнитосопротивление ДМТП существенно больше, чем туннельное магнитосопротивление однобарьерных МТП. При оптимальном выборе параметров ДМТП туннельное магнитосопротивление может достигать 100 % значения. Существенно, что большие значения туннельного магнитосопротивления имеются в широком интервале значений напряжения смещения V_a . Большие значения туннельного магнитосопротивления связаны с эффективным подавлением одного из двух спиновых каналов прохождения электронов через

ДМТП. Это обстоятельство открывает широкие перспективы для использования ДМТП в различных устройствах спиновой наноэлектроники, таких как магнитная память и наносенсоры.

1. Ryzhii M. Physics and modeling of tera- and nano-devices / M. Ryzhii, V. Ryzhii. – New Jersey: World Scientific, 2008. – 194 p.
2. Белецкий Н. Н. Магнитосопротивление и спиновая поляризация электронного тока магнитного туннельного перехода / Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко, В. М. Яковенко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2006. – 11, № 1. – С. 87–95.
3. Magnetoresistance of magnetic tunnel junctions with low barrier heights / N. N. Beletskii, G. P. Berman, S. A. Borysenko et al. // J. Appl. Phys. – 2007. – 101. – 074305.
4. Abdulkadyrov D. V. Electron Tunneling Through a Non-Stationary Potential Barrier / D. V. Abdulkadyrov, N. N. Beletskii // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – 68, N 11. – P. 983–998.
5. Magnetoresistance in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / N. N. Beletskii, S. A. Borysenko, V. V. Yakovenko et al. // Int. J. of High Speed Electronics and Systems. – 2007. – 17, N 3. – P. 593–598.
6. Spin-polarized tunneling and magnetoresistance in ferromagnet/insulator(semiconductor) single and double tunnel junctions subjected to an electric field / X. Zhang, B.-Z. Li, G. Sun, F.-C. Pu // Phys. Rev. B. – 1997. – 56, N 9. – P. 5484–5488.
7. Slonczewski J. C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier / J. C. Slonczewski // Phys. Rev. B. – 1989. – 39, N 10. – P. 6995–7002.

GIANT MAGNETORESISTANCE OF TWO-BARRIER MAGNETIC TUNNEL JUNCTIONS

N. N. Beletskii, S. A. Borysenko

Giant magnetoresistance of two-barrier magnetic tunnel junctions (TMTJ) has been investigated theoretically. The TMTJ are investigated within the spin-polarized two-zone model of free electrons in ferromagnetic electrodes (FE). It is shown that the tunnel magnetoresistance of the DTMJ can reach 100 %.

Key words: tunnel magnetoresistance, two-barrier magnetic tunnel junctions.

ГІГАНТСЬКИЙ МАГНІТООПІР ДВОБАР'ЄРНИХ МАГНІТНИХ ТУНІЛЬНИХ ПЕРЕХОДІВ

М. М. Білецький, С. А. Борисенко

Теоретично досліджено гігантський тунельний магнітоопір двобар'єрних магнітних тунельних переходів (ДМТП). За основу бралася двозонна модель спин-залежних електронів у феромагнітних електродах (ФЕ) магнітних тунельних переходів. У межах цієї моделі у ФЕ є дві групи електронів з різним напрямом спінів. Показано, що в ДМТП тунельний магнітоопір може наблизитися до 100 %.

Ключові слова: тунельний магнітоопір, двобар'єрний магнітний тунельний перехід.

Рукопись поступила 15 марта 2010 г.