

Твердотельная электроника

УДК 621.382: 539.292

Туннельные устройства с двухзонным изолятором на основе наноразмерных контактов сверхпроводящих и ферромагнитных слоев

М.А. Белоголовский^{1,3}, канд. физ.-мат. наук, **С.Ю. Ларкин**², канд. техн. наук,

А.И. Хачатуров³, канд. физ.-мат. наук, **Т.А. Хачатурова**³, канд. физ.-мат. наук

¹Государственное предприятие «Государственный научно-исследовательский центр «Фонон», ул. Довнар-Запольського, 2/20, Киев-16, 04116, Украина.

²Публичное акционерное общество «Научно-производственный концерн «Наука», ул. Довнар-Запольського, 2/20, Киев-16, 04116, Украина.

³Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина Национальной академии наук Украины, ул. Р. Люксембург, 72, Донецк-14, 83114, Украина.

В рамках двухзонной модели электронной структуры изолятора показано, что учет влияния верхнего края валентной зоны на туннелирование зарядов сквозь наноразмерные слои магнитного диэлектрика приводит к устранению гигантского расхождения между теоретическими и экспериментальными значениями магнетосопротивления двойных спиновых фильтров. Установлено, то туннельное магнетосопротивление контактов, образованных ферромагнитными Fe электродами и двухзонным изолятором, радикально зависит от положения химического потенциала внутри запрещенной зоны диэлектрика. Библ. 8, рис. 2.

Ключевые слова: *наноэлектроника, гетероструктуры, туннелирование, зонная структура, ферромагнетизм, магнетосопротивление.*

Введение

Существующие теоретические подходы к анализу зарядового туннелирования через наноразмерные слои диэлектрика основаны, в основном, на стандартном приближении туннельного барьера в виде потенциальной ступеньки высотой U_0 [5]. В этом случае для достаточно малых напряжений V , приложенных к немагнитному слою изолятора I , затухание волновой функции $k(\varepsilon)$ электрона с энергией ε зависит лишь от U_0 и дается формулой

$\kappa^2(\varepsilon) = 2m(U_0 - \varepsilon) / \hbar^2$. Такой подход справедлив для вакуумной прослойки, которую образует, например, острие туннельного микроскопа с поверхностью проводника. Однако в твердотельных структурах носители тока туннелируют не через потенциальный барьер, а сквозь запрещенную зону диэлектрика между нижним краем зоны проводимости ε_c и верхним краем валентной зоны ε_v , и указанное выше соотношение для $\kappa(\varepsilon)$ выполняется только тогда, когда химический потенциал находится вблизи ε_c , и присутствием валентной зоны можно пренебречь. Однако, как хорошо известно, в разупорядоченных широкозонных полупроводниках уровень химического потенциала «привязан» к середине запрещенной зоны $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_c - \varepsilon_g / 2 = \varepsilon_v + \varepsilon_g / 2$, где ε_g – ширина запрещенной зоны [7]. Это утверждение справедливо для наноразмерных оксидных слоев, которые используются в современной электронике и являются аморфными [3]. Поэтому для интерпретации их характеристик и проектирования новых наноэлектронных устройств необходим последовательный учет наличия валентной зоны в электронном спектре диэлектрической прослойки, которая разделяет металлические электроды в твердотельной гетероструктуре. Как будет показано далее, именно это обстоятельство позволяет устранить гигантское расхождение между теоретическими и измеренными -

ми значениями туннельного магнетосопротивления (МС) двойных спиновых фильтров, обнаруженное в работе [4], и предсказать изменение знака туннельного МС с ростом напряжения V для контактов ферромагнитный металл – изолятор – ферромагнитный металл.

1. Эффект двухзонности ферромагнитных диэлектрических слоев в двойных спиновых фильтрах

Как было указано выше, в аморфных изолирующих слоях особую роль играют энергии ε туннелирующего электрона в окрестности середины запрещенной зоны $\bar{\varepsilon}$, где коэффициент затухания волновой функции

$$\kappa(\varepsilon) = \left[\sqrt{2m}(\varepsilon_c - \varepsilon)(\varepsilon - \varepsilon_v) / \varepsilon_g \right]^{1/2} / \hbar \quad [1].$$

Вблизи энергий ε_c и ε_v справедлива формула Кейна

$$[2] \quad \kappa(\varepsilon) = \left[2m(\varepsilon_c - \varepsilon)(\varepsilon - \varepsilon_v) / \varepsilon_g \right]^{1/2} / \hbar.$$

Поэтому для качественного анализа эффекта двухзонности мы численно интерполировали зависимость $\kappa(\varepsilon)$ между этими двумя предельными случаями.

Обсудим вначале влияние этого эффекта на работу двойных спиновых M-FI1-I-FI2-M фильтров с металлическими (M) электродами и наноразмерными прослойками ферромагнитного изолятора (FI). В приближении потенциального барьера U_0 туннельное МС, которое определяется как отношение разности сопротивлений в состояниях с антипараллельной R_{AP} и параллельной R_P ориентациями намагниченностей образца к величине R_P $TMR = (R_{AP} - R_P) / R_P$, всегда отлично от нуля. Напротив, в двухзонном приближении при $\varepsilon = \bar{\varepsilon}$ коэффициенты κ_{\uparrow} и κ_{\downarrow} , определяющие затухание электронных волновых функций со спином вверх и спином вниз, совпадают

$$\kappa_{\uparrow}(\bar{\varepsilon}) = \kappa_{\downarrow}(\bar{\varepsilon}) = \left[m\varepsilon_g / (2\sqrt{2}) \right]^{1/2} / \hbar.$$

Поэтому в том случае, когда положение химического потенциала в точности совпадает с серединами запрещенных зон FI-прослоек, туннельное МС M-FI1-I-FI2-M гетероструктуры при малых напряжениях смещения обращается в нуль, а его значения при конечных V , по крайней мере, на два порядка меньше теоретических оценок, полученных в рамках однозонной модели [6] (см.

рис. 1). Именно это обстоятельство и объясняет гигантское расхождение между теорией [6] и экспериментальными данными [4] для двойных спиновых фильтров M-FI1-I-FI2-M с M=Al, FI1=FI2=EuS и I=Al2O3.

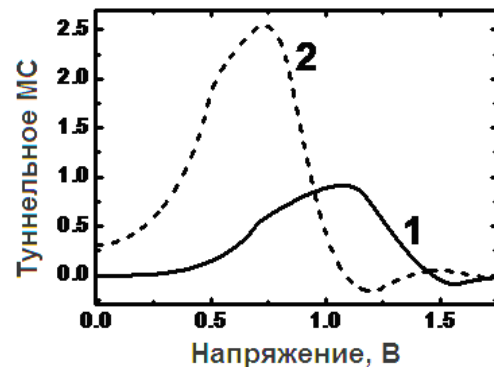


Рис. 1. Рассчитанная в двухзонной модели зависимость туннельного магнетосопротивления двойного спинового фильтра Al-EuS-Al2O3-EuS-Al от напряжения для двух значений параметра δ , описывающего положение химического потенциала относительно середины запрещенной зоны магнитного диэлектрика: $\delta = 0$ (кривая 1), ± 0.2 эВ (кривая 2). Расчетные характеристики EuS слоев – ширина запрещенной зоны - 1.6 эВ, толщина - 1.5 нм, спиновое расщепление - 0.12 эВ

2. Влияние двухзонности изолирующего слоя на туннельное магнетосопротивление контактов с ферромагнитными электродами

Рассмотрим теперь стандартный туннельный MIM переход с ферромагнитными металлическими электродами и немагнитной изолирующей прослойкой (наши численные расчеты выполнены для контактов Fe-Al2O3-Fe). Согласно расчётам [1], доминирующими носителями туннельного тока в таких структурах являются электроны d-зон, причём в железе энергии Ферми двух зон с разными направлениями электронных спинов составляют $E_{F1} = 2.25$ эВ для спинов вверх и $E_{F2} = 0.35$ эВ для спинов вниз. Если вероятность процессов переворота спина туннелирующего электрона очень мала, тогда можно считать, что транспорт заряда в туннельных контактах Fe-Al2O3-Fe осуществляется одновременно в двух независимых каналах. Окончательный расчет указывает на то, что с ростом напряжения туннельное МС меняет свой знак при напряжениях выше E_{F2}/e (где e – заряд электрона) в том случае, когда уровень химического потенциала близок к середине запрещенной зоны (рис. 2).

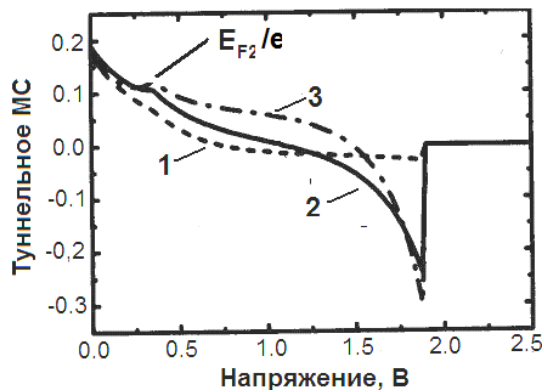


Рис. 2. Зависимость туннельного магнетосопротивления контакта Fe-Al₂O₃-Fe от напряжения смещения, рассчитанная в двухзонной модели электронной структуры Al₂O₃, для трех значений параметра δ , описывающего положение химического потенциала относительно середины запрещенной зоны диэлектрика: $\delta = 1.5$ эВ (кривая 1), 0 (кривая 2), -1.5 эВ (кривая 3). Расчетные характеристики Al₂O₃ слоя – ширина запрещенной зоны – 8.0 эВ, толщина – 1.0 нм

Выводы

В рамках двухзонной модели электронной структуры магнитного диэлектрика теоретически исследован эффект спиновой фильтрации в двойных туннельных структурах с наноразмерными слоями ферромагнитного изолятора. Расчеты зависимостей туннельного МС таких систем от поданного напряжения показали, что его величина становится очень малой в том случае, когда химический потенциал находится вблизи середины запрещенной зоны изолятора. Устранение гигантского рассогласования между теоретическими и экспериментальными значениями магнетосопротивления двойных спиновых фильтров позволяет целенаправленно повышать величину МС путем контролируемого смещения химического потенциала относительно середины запрещенной зоны магнитного диэлектрика. Показано, что учет наличия валент-

ной зоны в электронном спектре изолятора приводит к изменению знака туннельного МС переходов Fe-Al₂O₃-Fe с ростом напряжения. Этот эффект в случае экспериментального подтверждения мог бы существенно расширить область применимости туннельных структур с гигантским МС [8].

Литература

1. Davis A.H., MacLaren A.H. Spin dependent tunneling at finite bias // Journal of Applied Physics. – 2000. – Vol. 87, No. 9. – P. 5224-5226.
2. Kane E.O. Band structure of indium antimonide // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1957. – Vol. 1, No. 4. – P. 249-261.
3. Kingon A.I., Maria J.-P., Streiffer S. K. Alternative dielectrics to silicon dioxide for memory and logic devices // Nature. – 2000. – V. 406, No. 6799. – P. 1032-1038.
4. Miao G-X., Muller M., Moodera J.S. Magnetoresistance in double spin filter tunnel junctions with nonmagnetic electrodes and its unconventional bias dependence // Physical Review Letters. – 2009. – Vol. 102, No. 7. – P. 076601-1 – 076601-4.
5. Wolf E. L. Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. Second Edition. – New York: Oxford University Press, 2011. – 599 p.
6. Worledge D.C., Geballe T.H. Magnetoresistive double spin filter tunnel junction // Journal of Applied Physics. – 2000. – Vol. 88, No. 9. – P. 5277-5279.
7. Харрисон У. Теория твердого тела – М.: Мир, 1972. – 616 с.
8. Хачатурова Т.А., Белоголовский М.А., Хачатуров А.И. Эффект спиновой фильтрации в двойных туннельных переходах: двухзонная модель электронной структуры магнитных диэлектриков // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2010. – Том 91, № 8. – С. 442-445.

УДК 621.382: 539.292

Тунельні пристрої із двохзонним ізолятором на основі нанорозмірних контактів надпровідних і ферромагнітних шарів

М.А. Білоголовський^{1,3}, кандидат фіз.-мат. наук, **С.Ю. Ларкін²**, кандидат техн. наук,

А.Й. Хачатуров³, кандидат фіз.-мат. наук, **Т.О. Хачатурова³**, кандидат фіз.-мат. наук

¹Державне підприємство «Державний науково-дослідний центр «Фонон»,
вул. Довнар-Запольського, 2/20, Київ-16, 04116, Україна.

²Публічне акціонерне товариство «Науково-виробничий концерн «Наука»,
вул. Довнар-Запольського, 2/20, Київ-16, 04116, Україна.

³Донецький фізико-технічний інститут ім. О.О. Галкіна Національної академії наук України,
вул. Р. Люксембург, 72, Донецьк-14, 83114, Україна.

У рамках двозонної моделі електронної структури ізолятора показано, що урахування впливу верхнього краю валентної зони на тунелювання зарядів крізь нанорозмірні шари магнітного діелектрика приводить до усунення гігантської розбіжності між теоретичними й експериментальними значеннями магнетоопору подвійних спінових фільтрів. Встановлено, що тунельний магнетоопір контактів, утворених ферромагнітними Fe електродами і двозонним ізолятором, радикально залежить від положення хімічного потенціалу усередині забороненої зони діелектрика. Бібл. 8, рис. 2.

Ключові слова: наноелектроніка, гетероструктури, тунелювання, зонна структура, ферромагнетизм, магнетоопір.

UDC 621.382: 539.292

Devices with dual-zone tunnel insulator based on nanoscale superconducting contacts and ferromagnetic layers

M.A. Belogolovskii^{1,3}, Ph.D, **S.Y. Larkin²**, Ph.D, **A.I. Khachaturov³**, Ph.D, **T.A. Khachaturova³**, Ph.D.

¹State Enterprise «State Research Center «Fonon»,
str. Dovnar-Zapolskogo, 2/20, Kyiv-16, 04116, Ukraine.

²Public Joint Stock Company «Scientific and Production Concern «Nauka»,
str. Dovnar-Zapolskogo, 2/20, Kyiv-16, 04116, Ukraine.

³Donetsk Institute for Physics and Engineering National Academy of Sciences in Ukraine,
str. Rosa Luxemburg, 72, Donetsk-14, 83114, Ukraine.

Within the two-band model of an insulator electron structure it is shown that an effect of the valence-band upper-edge effect on the, charge tunneling across nano-scaled layers of a magnetic dielectric results in a striking discrepancy between theoretical and experimental values of the magnetoresistance of double spin filters. It is found that the tunnel magnetoresistance of contacts formed by ferromagnetic Fe electrodes and a two-band insulator radically depends on the position of a chemical potential inside the forbidden gap of a dielectric. Reference 8, figures 2.

Key words: nanoelectronics, heterostructures, tunneling, band structure, ferromagnetism, magnetoresistance.

References

1. *Davis A.H., MacLaren A.H.* (2000). [Spin dependent tunneling at finite bias], *Journal of Applied Physics*. Vol. 87, no. 9, pp. 5224-5226.

2. *Kane E.O.* (1957). [Band structure of indium antimonide], *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. Vol. 1, no. 4, pp. 249-261.
3. *Kingon A.I., Maria J.-P., Streiffer S. K.* (2000). [Alternative dielectrics to silicon dioxide for memory and logic devices]. *Nature*, V. 406, no. 6799, pp. 1032-1038.
4. *Miao G-X., Muller M., Moodera J.S.* (2009). [Magnetoresistance in double spin filter tunnel junctions with nonmagnetic electrodes and its unconventional bias dependence] *Physical Review Letters*. Vol. 102, no. 7, pp. 076601-1 – 076601-4.
5. *Wolf E. L.* (2011). [Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. Second Edition], New York: Oxford University Press p.599.
6. *Worledge D.C., Geballe T.H.* (2000). [Magnetoresistive double spin filter tunnel junction]. *Journal of Applied Physics*. Vol. 88, no. 9, pp. 5277-5279.
7. *Harrison U.* (1972). [Solid State Theory]. M.: Mir, p 616. (Rus.)
8. *Hachaturova T.A., Belogolovskiy M.A., Hachaturov A.I.* (2010). [Spin filtering in double tunnel junctions: The two-band model of the electronic structure of magnetic insulators]. *Pisma v Zhurnal eksperimentalnoy i teoreticheskoy fiziki*. Vol 91, no. 8. pp. 442-445. (Rus.)

Поступила в редакцию 18 декабря 2012 г.