

СПИНТРОННЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ШПИНЕЛЕЙ

А.В. Антонов¹, К.Г. Никифоров¹, Г.Г. Бондаренко^{2,3}

¹Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского; ² Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий Московского государственного института электроники и математики (технического университета); ³Московский государственный институт электроники и математики (технический университет)

E-mail: bondarenko_gg@rambler.ru

Спинтроника, в основе которой лежит спиновый перенос [1], является одним из наиболее перспективных направлений современной твердотельной электроники и её базиса – физики электронных материалов. В данном случае элементарным носителем информации служит собственный квантовомеханический момент – спин электрона, а сама информация кодируется посредством закрепления пространственной ориентации спина во внешнем магнитном поле. Инжектором спин-поляризованных электронов может быть ферромагнитный металл (ФМ) или ферромагнитный полупроводник (ФП), обладающий в состоянии намагниченности преимущественной спиновой ориентацией электронов [2]. В ФМ степень поляризации достигает 10%, а в ФП она существенно выше и доходит до 100% [3,4].

В связи с этим основные исследования были посвящены изучению спинтронных структур (в том числе сверхрешеток) на основе ФП, таких как EuS и EuTe [5-7]. Однако область возможного применения халькогенидов европия ограничивается низкими температурами магнитного упорядочения (например, для EuS $T_C = 16$ К [7]). Поэтому мы полагаем целесообразным исследовать возможности применения в качестве спинового инжектора ФМ – хромовых халькогенидных шпинелей, для которых температуры Кюри существенно выше (108 К для HgCr_2Se_4 , 127 К для CdCr_2Se_4 и даже 340 К для $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ [8]).

В данной работе с позиций спинтроники были исследованы структуры $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$, образованные изоморфными соединениями, для которых степень рассогласования постоянных решеток не превышает 0,5%, что вполне удовлетворительно для создания качественной гетеросистемы с бездефектной границей (интерфейсом).

Компьютерное моделирование проводилось на основе протестированной системы компьютерной математики Maple.

По нашим расчетам энергетической зонной структуры рассматриваемых систем, потенциальные барьеры, образованные подзонами (+) и (-) обменно расщепленной зоны проводимости ФП, при 77 К (то есть в ферромагнитной фазе ФП) составляют для $n\text{-CdIn}_2\text{S}_4/p\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$ 0,855 эВ и 1,175 эВ, соответственно, а для $n\text{-CdIn}_2\text{S}_4/p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ – 0,135 эВ и 0,955 эВ [9, 10].

Была разработана модель спин-поляризованного транспорта с использованием в качестве спинового фильтра [1] потенциального барьера туннельной толщины, сформированного нанослоем p -ФП. Моделирование плотности поляризованных по спину туннельных токов в структурах $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ проводили для диапазонов толщин барьерного слоя (ФП) $d = 1 \dots 50$ нм и приложенного электрического поля $E = 10^6 \dots 10^8$ В/м. При моделировании учитывалось, что во внешнем электрическом поле потенциальный барьер приобретает вид, отличный от прямоугольного [11]: конкретно, его форма зависит от соотношения между напряженностью E приложенного электрического поля и высотой потенциального барьера φ_B на границе раздела «немагнитный полупроводник – ферромагнитный полупроводник» (П/ФП).

Для трапецеидального потенциального барьера расстояние туннелирования (ширина потенциального барьера) равно толщине барьерного слоя d , а плотность туннельного тока [11]

$$j = \frac{e^2}{2\pi h d^2} \left(\varphi_B - \frac{Ed}{2} \right) e^{-\frac{4\pi\sqrt{2em}d}{h} \left(\varphi_B - \frac{Ed}{2} \right)^{1/2}}$$

Для треугольного потенциального барьера плотность туннельного тока [11]

$$j = \frac{e^2}{4\pi h \varphi_B} E^2 e^{-\frac{4\pi\sqrt{em}}{h} \frac{(\varphi_B)^{3/2}}{E}}$$

причем отношение φ_B/E определяет расстояние туннелирования (ширину потенциального барьера), в данном случае меньшее толщины барьерного слоя d .

Было промоделировано также влияние магнитного поля на спин-поляризованные туннельные токи в наноструктурах $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ в области температуры Кюри, где намагниченность значительно возрастает уже в относительно небольших магнитных полях [12]. При моделировании изменение величины потенциального барьера в магнитном поле оценивалось по экспериментальным данным [13].

На рис. 1 и 2 для структур $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ приведены электрополевые зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов через потенциальные барьеры, сформированные подзонами (+) и (–) обменно расщепленной зоны проводимости ФП.

Как видно из результатов моделирования, величины j_+ и j_- отличаются на много порядков, то есть поляризация по спину туннельного тока в таких структурах близка к 100 % и существенно превышает спиновую поляризацию электронов проводимости в ферромагнитной фазе (при 77 К) соответствующих ФП.

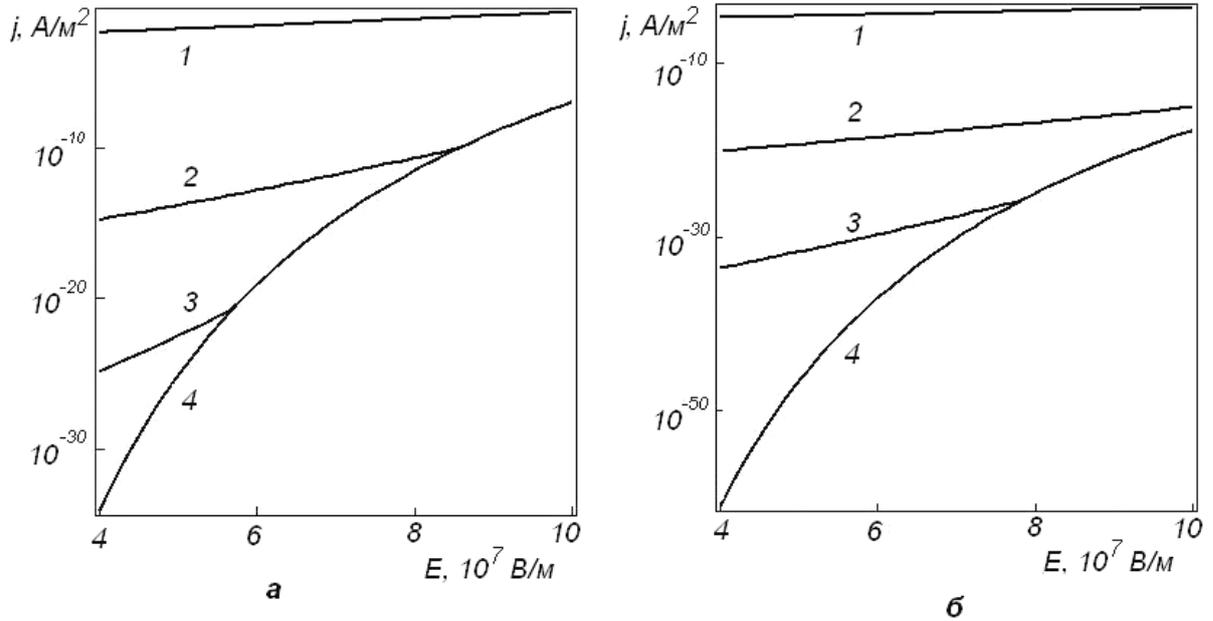


Рис. 1. Зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов j_+ (а) и j_- (б) в структуре $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ от приложенного электрического поля при ширине потенциального барьера, d : 5 (1), 10 (2), 15 (3), 50 нм (4)

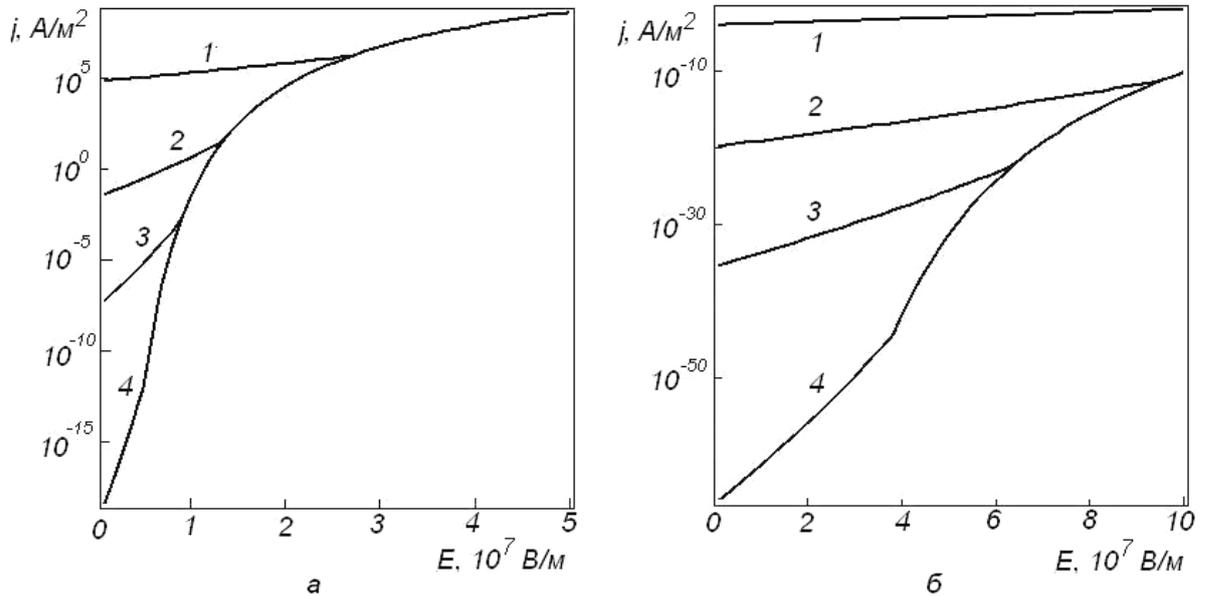


Рис. 2. Зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов j_+ (а) и j_- (б) в структуре $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ от приложенного электрического поля при ширине потенциального барьера, d : 5 (1), 10 (2), 15 (3), 25 нм (4)

Объяснить данный результат можно тем, что обменное расщепление зоны проводимости ФП обеспечивает различные энергетические барьеры для туннелирующих электронов разной ориентации спина. При совпадении ориентации спинов с направлением намагниченности

(направлением спинов электронов в нижней спин-расщепленной подзоне зоны проводимости П) высота энергетического барьера меньше, а его прозрачность больше, чем для электронов с противоположной спиновой ориентации. В результате потенциальный барьер ФП наноразмерной толщины пропускает преимущественно спин-поляризованный туннельный ток со спиновой ориентацией, совпадающей с намагниченностью ферромагнитного полупроводника.

Результаты моделирования показывают, что спин-поляризованный туннельный ток существенно выше в структуре на основе HgCr_2Se_4 , чем на CdCr_2Se_4 , что обусловлено меньшей высотой потенциального барьера на границе раздела П/ФП.

Изменение характера зависимостей $j(E)$ (появление точек перегиба ВАХ) при некотором значении электрического поля вызвано соответствующим изменением формы потенциального барьера. По-видимому, для поля и толщины барьерного слоя (ФП) таких, что $Ed < \phi_B$, барьер имеет трапецеидальную форму и осуществляется прямое туннелирование электронов через барьерный слой. Если же $Ed > \phi_B$, то туннелирование (туннельная эмиссия «горячих» электронов в зону проводимости ФП) осуществляется через треугольный барьер; при этом эффективное расстояние туннелирования меньше толщины барьерного слоя ФП d и зависит от величины приложенного электрического поля E .

На рис. 3 для структур $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ приведены зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов j_+ от эффективной толщины потенциальных барьеров, сформированных подзоной (+) обменно расщепленной зоны проводимости ФП.

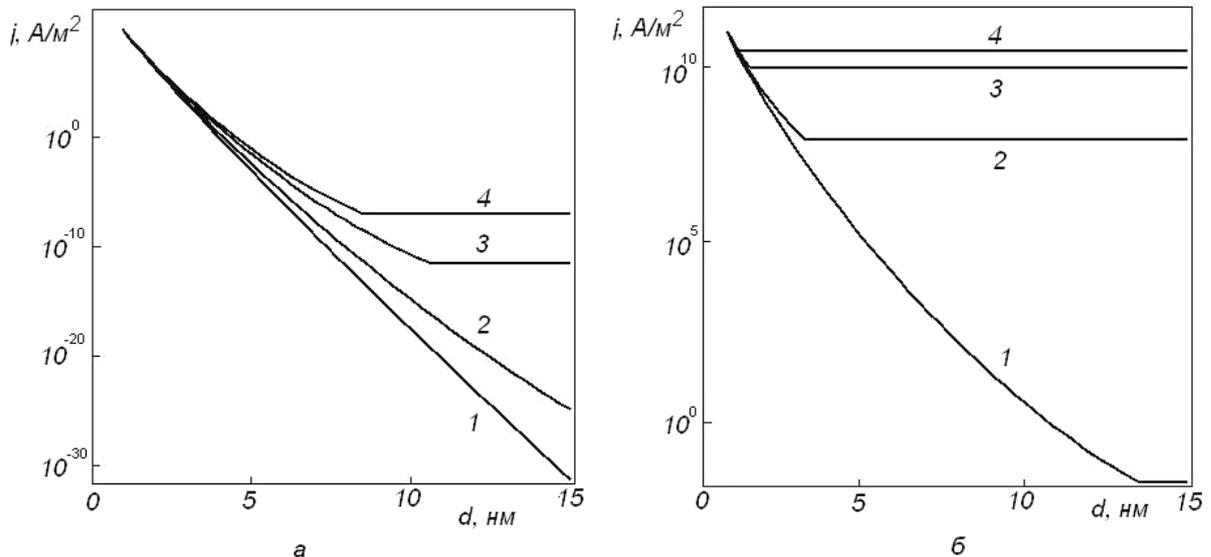


Рис. 3. Зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов j_+ в $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ (а) и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ (б) от ширины потенциального барьера при приложенном электрическом поле, E : 10^7 (1), $4 \cdot 10^7$ (2), $8 \cdot 10^7$ (3), 10^8 В/м (4)

Как видно из приведенных результатов, при некоторых значениях электрического поля спин-поляризованные туннельные токи перестают зависеть от толщины барьерного нанослоя ФП (кривые 3,4 на рис.3а и 2-4 – на рис.3б). По-видимому, точка перегиба кривой $j(d)$ соответствует таким значениям E , при которых потенциальный барьер приобретает треугольную форму (см. выше) и, начиная с $Ed > \phi_B$, эффективное расстояние тунnelирования определяется не толщиной барьерного слоя d , а только соотношением ϕ_B/E .

На рис. 4 представлены магнитополевые зависимости спин-поляризованных туннельных токов в наноструктурах $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ в области температуры Кюри, где намагниченность особенно сильно зависит от магнитного поля.

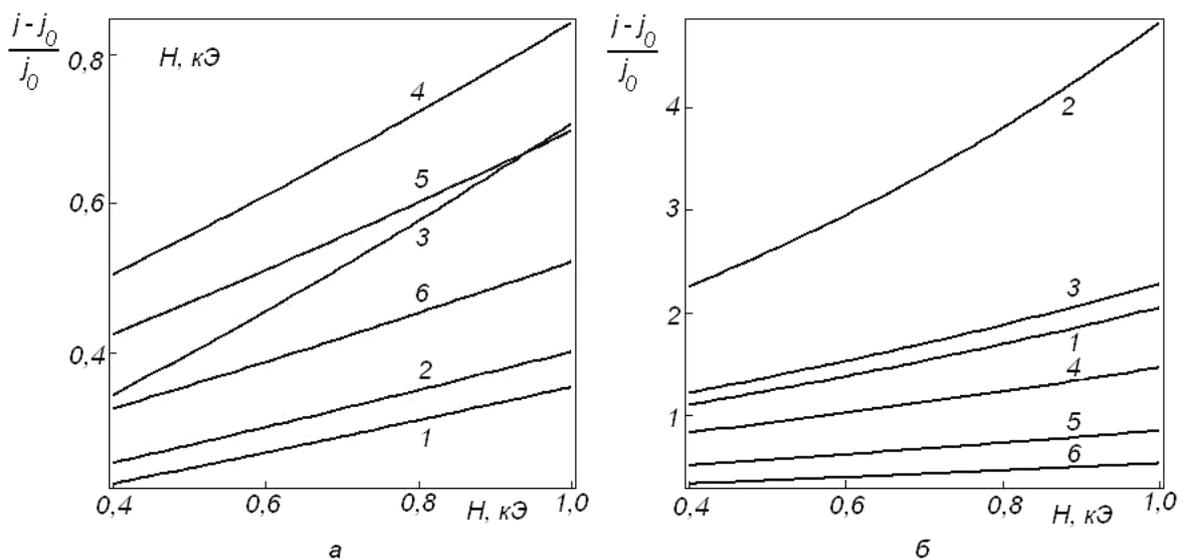


Рис.4. Магнитополевые зависимости относительного туннельного тока $\Delta j/j_0$ в структуре $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ при $d=5$ нм (а) и 15 нм (б) и приложенном электрическом поле, E :
 (а) – 10^7 (1), $3 \cdot 10^7$ (2), $5 \cdot 10^7$ (3), $6 \cdot 10^7$ (4), $7 \cdot 10^7$ В/м (5), $9 \cdot 10^7$ В/м (6); (б) – 10^7 (1), $2 \cdot 10^7$ (2), $3 \cdot 10^7$ (3), $4 \cdot 10^7$ (4), $6 \cdot 10^7$ (5), $9 \cdot 10^7$ В/м (6)

Проведенное моделирование показывает, что магнитное поле приводит к существенному росту туннельных токов. Данный факт обусловлен тем, что в магнитном поле обменное расщепление зоны проводимости возрастает за счёт роста намагниченности, особенно резкого в области T_C , что приводит к понижению потенциального барьера для тока j_+ . (отметим, что уменьшение потенциального барьера в магнитном поле наблюдалось ранее при экспериментальных исследованиях барьеров Шоттки на основе HgCr_2Se_4 [14].) Как видно из рис.4, величина $\Delta j/j_0$ достигает $0,6 \dots 0,8$ при $d=5$ нм и $4,0 \dots 5,0$ – для $d=15$ нм. С расширением потенциального барьера действие магнитного поля более эффективно в области меньших электрических полей, что обусловлено уже обсуждавшимся выше изменением формы потенциального барьера с трапецеидальной на

треугольную (на рис. 4а кривые 1,2 соответствуют трапецеидальному барьеру, а 3-6 – треугольному; на рис. 4б кривая 1 соответствует трапецеидальному барьеру, 2-6 – треугольному). Размагничивающие поля в наноразмерных слоях ФП существенно отличаются от аналогичных в массивных образцах [15], что позволяет осуществить эффективное магнитное управление туннельным током при меньших магнитных полях.

Выводы

1. Показано, что при использовании в спинтронных структурах нанослоев ферромагнитных полупроводников CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 наблюдается поляризованный по спину туннельный ток, что объясняется обменным расщеплением зоны проводимости. Величина туннельного тока зависит от эффективной толщины барьера, определяемой приложенным электрическим полем. Полученные результаты подтверждают возможность использования наноструктур $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{Cd}(\text{Hg})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ в качестве эффективного спинового фильтра.

2. Продемонстрировано, что при температурах, близких к точке Кюри, магнитное поле существенно увеличивает туннельные токи в спинтронных наноструктурах $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{Cd}(\text{Hg})\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Это обусловлено ростом обменного расщепления зоны проводимости за счёт роста намагниченности, особенно резкого в окрестностях T_C . Область эффективного воздействия магнитного поля определяется соотношением между величинами электрического и магнитного полей, и толщиной барьера.

1. I.Zutic, J.Fabian, S. Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. Mod. Phys.*, 2004, vol.76, No.2, pp.323-410.
2. G.Schmidt. Concepts for spin injection into semiconductors – a review // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2005, vol. 38, No. 7, pp. R107-R122.
3. А.С.Борухович, Н.А. Виглин, В.В. Осипов. Спин-поляризованный транспорт как основа нового поколения структур микроэлектроники // *Электронный журнал «Исследовано в России»*, 2001, т. 4. <http://zhurnal.apelarn.ru/articles/2001/039.pdf>.
4. А.В. Ведяев Использование поляризованного по спину тока в спинтронике // *УФН*, 2002, т.172, № 12, с.1458-1461.
5. C.J.P.Smits, A.T.Filip, J.T.Kohlhepp, H.J.M.Swagten, B.Koopmans, W.J.M. de Jonge Magnetic and structural properties of EuS for magnetic tunnel junction barriers // *Appl. Phys.*, 2004, vol. 95, No. 11, pp. 7405-7409.
6. Н.Кера , G.Springholz , Т.М.Giebultowicz , К. I. Goldman etc. Magnetic interactions in EuTe epitaxial layers and EuTe/PbTe superlattices // *Phys. Rev. B*, 2003, vol. 68, No. 2, pp. 024419.1-024419.16.
7. Ю.Ф. Головнев. Наноразмерные ферромагнитные гетеросистемы. Тула: Изд-во ТГПУ, 2007, 262 с.
8. K.G. Nikiforov. Magnetically Ordered Multinary Semiconductors. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*. Vol. 39. – Oxford: Pergamon, 1999, 104 p.
9. А.В.Антонов, К.Г. Никифоров Моделирование спинтронных структур $\text{CdCr}_2\text{Se}_4/\text{CdIn}_2\text{S}_4$ // *Электронный журнал «Исследовано в России»*, 2008, т. 11, с. 1008-1017. <http://zhurnal.apelarn.ru/articles/2008/091.pdf>.

10. А.В. Антонов, К.Г. Никифоров. Процессы спинового транспорта в спинтронных структурах $\text{HgCr}_2\text{Se}_4/\text{CdIn}_2\text{S}_4$ // Вестник Калужского университета, 2008, №3, с.16-20.
11. Туннельные явления в твердых телах /Ред. Э. Бурштейн, С. Лундквист. – М.: Мир, 1973, 367 с.
12. K.G. Nikiforov, M. Baran, V.K. Belyaev et al. Magnetization and chromium ions with minority valency in CdCr_2S_4 and HgCr_2Se_4 //Physica Status Solidi (B), 1990, vol.158, No.1, pp.63-67.
13. T.Arai, M.Wakaki, S.Onari, K.Kudo, T.Satoh, T.Tsushima Magnetoabsorption in single-crystal HgCr_2Se_4 // J. Phys. Soc. Japan, 1973, v.34, No1, pp. 68-73.
14. N.Koguchi, K.Masumoto. Electrical properties of the n-type ferromagnetic semiconductor $\text{HgCr}_{1.9}\text{In}_{0.1}\text{Se}_4/\text{Ag}$ Schottky-barrier diode // Japan. J. Appl. Phys., 1980, vol. 19, suppl. 19-3, pp.273-278.
15. К.Г.Никифоров.,Э.А.Вент,М.В.Косов,С.Н.Смирнов. Гигантское магнитосопротивление в ферромагнитных металлах и полупроводниках // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения: Материалы межд. конф., Москва, 2003. – Москва: МИРЭА, 2003,с.33-35.