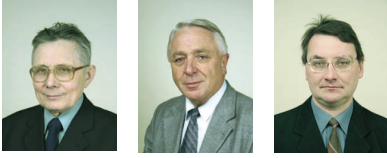


Интерфейсная модель огромного магнитосопротивления в неоднородном ферромагнитном полупроводнике

Солин Н.И., Устинов В.В., Наумов С.В.



Исследован новый источник достижения больших значений магнитосопротивления в магнитных материалах, основанный на возникновении обедненного слоя, контактной разности потенциалов $U_c = E_n^F - E_p^F$ на границе раздела двух полупроводников с разными уровнями Ферми E_n^F и E_p^F на изменении в ферромагнитном полупроводнике контактной разности потенциалов, толщины и электросопротивления этого интерфейсного слоя от напряженности магнитного поля.

Достижение высоких значений магнитосопротивления (МС) в магнитных материалах, ввиду практической важности, является одной из актуальных задач современной физики. Наибольшие изменения (до 10⁹%) электросопротивления в магнитном поле обнаружены в ферромагнитных полупроводниках (ФМПП) [1]. Известные механизмы объясняют природу МС ФМПП [1,2], но не дают ответа на вопрос, как создавать материалы с большими значениями МС. Большинство применений полупроводников основано на контактных явлениях и управлении ими электрическим полем [3]. В ФМПП контактными явлениями можно управлять также магнитным полем из-за сильной зависимости зонной структуры от магнитного поля (рис. 1) и на этой основе создавать структуры с высокими значениями МС.

Механизм достижения высоких значений МС основан [4] на возникновении на границе раздела двух полупроводников с разными уровнями Ферми объемного заряда, контактной разности потенциалов, обедненного носителями плохо проводящего тонкого переходного слоя, и на возможности управления в ФМПП толщиной и электросопротивлением этого интерфейсного обедненного слоя магнитным полем.

Пусть на поверхность ФМПП p -типа с толщиной τ_p помещается пленка магнитного полупроводника n -типа с толщиной τ_n (рис.1). Установление равновесия между p - и n -типа полупроводниками происходит путем диффузии электронов из n -области в p -область, а дырок - в n -область [3]. Перетекание электронов и дырок

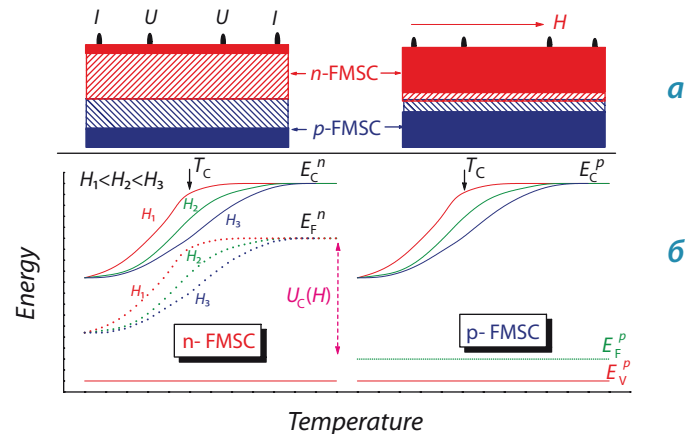


Рис. 1

а - схема контактной структуры на основе p - и n -ФМПП. Обедненные слои заштрихованы. Показана 4-контактная схема измерений электро- и магнитосопротивления в магнитном поле H .

б - схема зонной структуры n - и p -ФМПП (энергии дна зоны проводимости E_c , валентной зоны E_v , уровней Ферми E_f , контактной разности потенциалов U_c) в зависимости от температуры и магнитного поля.

происходит до тех пор, пока уровни Ферми в этих областях не установятся на одной высоте. При приведении в контакт этих пленок на границе раздела образуется объемный заряд и возникает контактная разность потенциалов $U_c = E_n^F - E_p^F$, определяемая разностью уровней Ферми E_p^F и E_n^F p и n пленок. Дырки, переходя в n -область, рекомбинируют с электронами, в результате чего концентрация электронов в n -области уменьшается. Аналогичные процессы происходят и в p -области. Граничные слои полупроводников, достигающие десятков микрон в зависимости от их параметров [3], оказываются обедненными носи-

телями тока (рис.1а) на величину $\exp(U_c/kT \approx 10^9)$ при $T=100\text{K}$ и $U_c=0.3\text{eV}$. Вследствие этого протекающий через n -слой ток уменьшится, а электросопротивление n -слоя возрастает.

Особенностью ФМПП является сильная зависимость зонной структуры, соответственно E_F и U_c , от напряженности магнитного поля (рис.1б). Наибольшие изменения края поглощения в магнитном поле наблюдаются вблизи температуры Кюри T_c и составляют в ФМПП типа EuO и HgCr_2Se_4 величины порядка $dE_c/dH=5-10\text{мэВ/кЭ}$ [5]. Из исследований зонной структуры HgCr_2Se_4 [6] можно заключить, что контактная разность потенциалов p - n структуры HgCr_2Se_4 вблизи $T \approx T_c$ резко уменьшается от $U_c \approx 0,3 - 0,4\text{eV}$ на $0,2-0,3\text{eV}$ при понижении температуры или увеличении магнитного поля, как схематически показано на рис.1б. Даже в сравнительно невысоких магнитных полях контактная разность потенциалов может сильно уменьшиться почти до нуля, $U_c \approx 0$, приводя к уменьшению толщины обедненного n -слоя (рис.1а). При этом в магнитном поле протекающий через n -слой ток увеличится, электросопротивление n -слоя уменьшится, принимая свое почти начальное значение вследствие:

1. увеличения объема проводящего слоя, если толщина n -пленки больше толщины обедненного слоя;
2. увеличения концентрации носителей заряда в обедненном слое, если толщина пленки близка к толщине обедненного слоя.

Особенно значительным изменение электросопротивления n -слоя в магнитном поле будет, если толщина его τ_n близка к толщине d_n объемного заряда n -слоя, $\tau_n \leq d_n$ (рис.1а).

Предлагаемая модель экспериментально исследована на гетероструктурах, состоящих из нанесенного на поверхность объемного монокристалла p - HgCr_2Se_4 n -слоя HgCr_2Se_4 с толщиной до нескольких десятков микрон.

Гетероструктуры и p - n переходы создавали диффузионным методом, отжигая кристаллы HgCr_2Se_4 при различных давлениях паров ртути. Исходные p - и n - HgCr_2Se_4 не обладают высокими магниторезистивными свойствами. Электросопротивление p - HgCr_2Se_4 почти не зависит от магнитного поля H , а в n - HgCr_2Se_4 оно уменьшается всего в несколько раз (вставка рис. 2). В гетероструктурах, в зависимости от их параметров, обнаружены сильные (более чем в 200 раз) увеличения тока, протекающего через n -слой, при включении магнитного поля (рис.2).

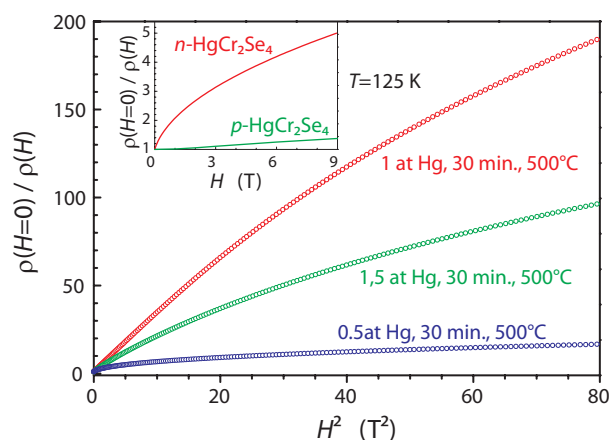


Рис. 2

Полевые зависимости магнитосопротивления $\rho(H=0)/\rho(H)$ p - n структур с различными параметрами на вставке - полевые зависимости МС исходных n - HgCr_2Se_4 и p - HgCr_2Se_4 . $T=125\text{K} \approx T_c$

Исследованиями электрических свойств шлифа структур в магнитном поле показано, что высокое МС есть свойство структуры, а не свойство, присущее однородному образцу.

Предполагается, что аналогично металлическим сверхрешеткам с гигантскими значениями МС, на основе этой модели и на других ФМПП (CdCr_2Se_4 , EuO , EuS , и др.) можно будет целенаправленно создавать искусственные структуры с высокими значениями МС, возможно и на манганитах лантана при комнатной температуре.

¹ Y.Shapira, S.Foner, T.B.Reed, Phys. Rev. B, 8, 2299 (1973); Phys. Rev. B 10, 4765 (1974)

² T.Kasuya, A.Yanase, Rev. Mod. Phys., 40, 684 (1968); Э.Л. Нагаев, Письма в ЖЭТФ, 6, 484 (1967)

³ Р. Смит, Полупроводники, М., Мир, пер. с англ., 1982

⁴ Н.И. Солин, С.В. Наумов, Письма в ЖЭТФ, 72, 885 (2000)

⁵ T.Arai, M.Wakaki, S.Onari, J.Phys. Soc.Japan, 34, 66 (1973)

⁶ A.Selmi, A.Mauger, M.Heritier, JMMM, 66, 295 (1987)