

ной сепарацией, имеющей целью выделение ферромагнитных фрагментов в более концентрированном виде, эти исследования, как мы полагаем, позволяют однозначно определить природу возникающих магнитоупорядоченных состояний и дать окончательный ответ на вопрос, который всегда присутствует в работах по изучению магнитных свойств органических или углеродных соединений: является ли наблюдаемый ферромагнетизм артефактом или он действительно связан с особенностями структуры чистых углеродных состояний.

Список литературы

1. Haddon R C et al. *Nature* **350** 320 (1991)
2. Allemand P-M et al. *Science* **253** 301 (1991)
3. Kratschmer W et al. *Nature* **347** 354 (1990)
4. Верещагин Л Ф и др. *TBT* **15** 31 (1977)
5. Yakovlev E N, Voronov O A *High Temp. High Press.* **26** 639 (1994)
6. Sundqvist B *Adv. Phys.* **48** 1 (1999)
7. Davydov V A et al. *Phys. Rev. B* **61** 11936 (2000)
8. Bashkin I O et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **6** 7491 (1994)
9. Samara G A et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3136 (1991)
10. Rao A M et al. *Science* **259** 955 (1993)
11. Макарова Т Л *ФТП* **35** 257 (2001)
12. Makarova T L et al. *Nature* **413** 716 (2001)
13. Khvostantsev L G, Vereshchagin L F, Novikov A P *High Temp. High Press.* **9** 637 (1977)
14. Ovchinnikov A A, Shamovsky I L *J. Mol. Struct.: Theochem* **251** 133 (1991)
15. Nakada K et al. *Phys. Rev. B* **54** 17954 (1996)
16. Okada S, Oshiyama A *Phys. Rev. Lett.* **87** 146803 (2001)

PACS numbers: 75.70.Cn, 75.70.Pa

Локальные магнитные состояния и сверхтонкие взаимодействия в магнитных сверхрешетках и спин-туннельных переходах

П.Н. Стеценко, С.Д. Антипов, Г.Е. Горюнов,
Г.В. Смирницкая, В.В. Суриков, А.Л. Колумбаев

Проведено комплексное исследование структуры, магнитных и электрических свойств, а также сверхтонких магнитных полей в магнитных сверхрешетках (МСР) Fe/Al, Fe/Ti, Fe/Ta, Fe/Pd, Fe/Mo и в спин-туннельных переходах на основе полуметаллических сплавов Гейслера Ni–Mn–Sb. В МСР наблюдались интенсивные осцилляции магнитных параметров при изменениях толщин немагнитных слоев с периодом 8–10 Å, что может быть обусловлено вариациями косвенного обмена. В некоторых МСР обнаружены значения спонтанной намагниченности, намного превышающие их величину в массивном Fe. В сплавах Ni–Mn–Sb, в которых были созданы системы ориентированных микротрецин, были измерены гигантские значения туннельного магнетосопротивления, достигавшие 230 % при 35 К в магнитном поле 50 Э.

1. Магнитные сверхрешетки представляют собой один из наиболее изученных и важных в практическом отношении классов наноразмерных гетероструктурных магнитных систем. Основное внимание исследователей привлекали проблемы, определяющие возможность технического применения этих материалов и, прежде всего, гигантское магнетосопротивление (ГМС), а с точки

зрения фундаментальных проблем наибольшее внимание привлекали осцилляции основных магнитных параметров в зависимости от толщины слоев МСР и выяснение физической природы этих явлений. Значительно меньше информации при изучении МСР было получено об особенностях локальных состояний магнитных ионов в МСР, хотя теоретически было показано [1], что имеют место значительные вариации локальных атомных моментов магнитоактивных ионов и соответствующих сверхтонких магнитных полей на ядрах этих ионов.

Вторым важным классом магнитных наноразмерных гетероструктурных систем являются спин-туннельные переходы, в которых процессы квантового туннелирования создают возможность возникновения ГМС, особенно, если при этом используются полуметаллические ферромагнетики, в которых степень спиновой поляризации делокализованных электронов может достигать очень высоких значений.

В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментальных исследований структуры, магнитных свойств и сверхтонких полей на ядрах ^{57}Fe в МСР Fe/Al, Fe/Ti, Fe/Pd, Fe/Ta и Fe/Mo, а также исследований магнитных свойств, ядерного спинового эха, кинетических и магнитокинетических свойств спин-туннельных переходов на основе полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера Ni–Mn–Sb.

2. Синтез МСР осуществлялся по оригинальной методике в разряде с осциллирующими электронами, разработанной авторами. Измерения магнитных свойств осуществлялись с помощью полностью компьютеризированного вибрационного магнитометра, чувствительностью 2×10^{-6} э.м.е., спектры ядерного гамма-резонанса на ядрах ^{57}Fe измерялись на автоматическом спектрометре с источником ^{57}Co в Rh в режиме поглощения; для измерений спектров ядерного спинового эха использовался спектрометр, работающий в диапазоне 70–700 МГц в сверхтонких магнитных полях.

При исследованиях кристаллической структуры МСР рентгеновскими методами было установлено, что минимальным толщинам слоев 6–9 Å отвечает структура интерфейсов соответствующих компонент, а при увеличении толщин возникают рефлексы, соответствующие чистым компонентам и их сателлиты, обусловленные периодичностью сверхструктурного типа.

Характер кривых магнитного гистерезиса МСР свидетельствует о широком многообразии процессов перемагничивания в этих системах и о возможности существования косвенных обменных взаимодействий антиферромагнитного характера между слоями. Так, в МСР Fe/Ta наблюдались петли гистерезиса, характерные для метамагнитных переходов, а при перпендикулярной ориентации намагничивающего поля по отношению к плоскости МСР для Fe/Al наблюдалась "обратная" петля гистерезиса, когда при уменьшении поля в некотором диапазоне магнитная восприимчивость изменяет знак и становится отрицательной. Наблюдается также значительная магнитная анизотропия в плоскости пленок, связанная с ориентацией магнитного поля при их напылении.

На рисунке 1 представлена петля гистерезиса для МСР $[\text{Fe}(7 \text{ \AA})/\text{Ti}(8,4 \text{ \AA})] \times 400$: а) полная петля; б) центральная часть петли. Петля имеет "перетянутую" форму, что свидетельствует об антиферромагнитном характере косвенного обмена между магнитными слоями для

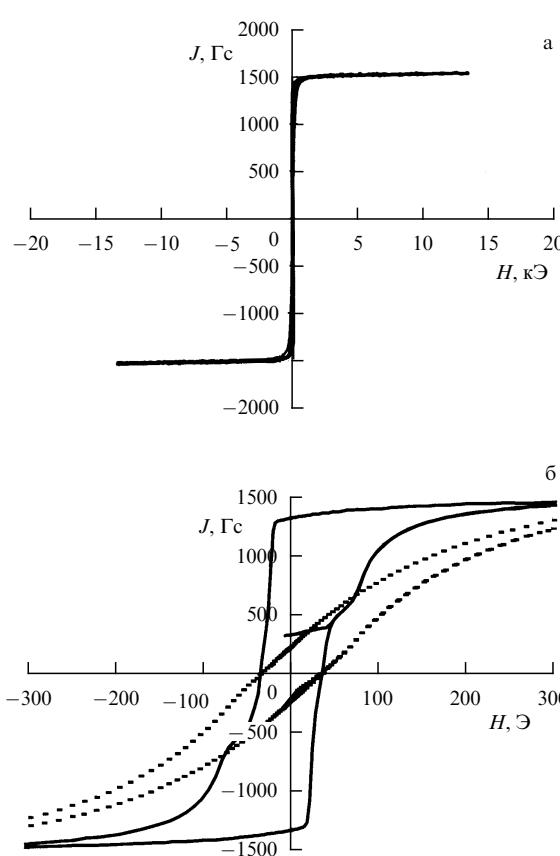


Рис. 1. Петля гистерезиса для MCP [Fe(7 Å)/Ti(8.4 Å)] × 400 для ориентации внешнего поля в плоскости пленки: (а) петли гистерезиса в максимальном поле; (б) центральные участки этих же петель.

данных толщин слоев MCP Fe/Ti. Были рассчитаны основные магнитные параметры этих MCP, причем значения спонтанной намагниченности рассчитывались по закону приближения к насыщению. На рисунке 2 представлена зависимость намагниченности насыщения и коэрцитивной силы MCP Fe/Ti от толщины слоев Ti. Отмечаются очень глубокие осцилляции этих параметров. Так, для MCP Fe/Al изменение толщины слоя Al на

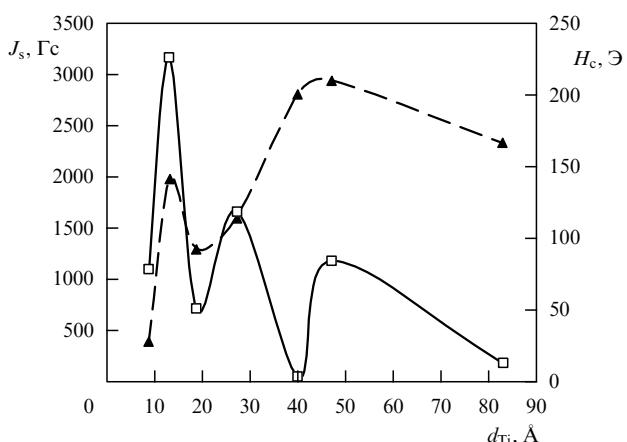


Рис. 2. Зависимость спонтанной намагниченности J_s (□) и коэрцитивной силы H_c (▲) MCP Fe/Ti от толщины слоев Ti. Толщина слоев Fe ~ 6 Å.

один монослой (~3 Å) изменяет спонтанную намагниченность более чем на два порядка. Период осцилляций при изменениях толщин немагнитных слоев составляет 8–10 Å, что может быть обусловлено осциллирующим характером косвенного обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями и допускает интерпретацию, в частности, в рамках модели РККИ.

В некоторых MCP, в частности, в Fe/Pd, осцилляции магнитных параметров наблюдались также и при изменениях толщины слоев Fe. В этом случае предположение о том, что природа осцилляций магнитных параметров связана с вариациями интегралов косвенного обмена, представляется маловероятным. Более обоснованным является предположение о важной роли интерференционных эффектов, возникающих при отражении электронных волн от границ раздела в MCP и приводящих к формированию квантовых ям. Период осцилляций в этих случаях составлял ~10 Å.

Очень большой интерес представляют высокие значения J_s , нормированные на содержание Fe, наблюдающиеся для некоторых MCP в системах Fe/Ti, Fe/Ta и Fe/Mo. В ряде случаев эти значения превосходят соответствующую величину для чистого массивного Fe более чем втрое. В качестве физических причин столь большого возрастания J_s можно отметить возрастание спиновых моментов ионов Fe при нахождении их в состояниях с пониженной размерностью в приповерхностных слоях и интерфейсах, вклад в J_s за счет поляризации делокализованных электронов в слоях Ti, Ta и Mo, а также увеличение атомных магнитных моментов Fe за счет роста орбитальных вкладов. Этот последний фактор может играть доминирующую роль. Так, при исследованиях аномального эффекта Холла было установлено, что для атомов Fe и Co, находящихся на поверхности или в объеме пленки Cs локальные атомные моменты составляют $7\mu_B$ и $8\mu_B$, соответственно [2]. Проведенные теоретические расчеты из первых принципов [3, 4] показали, что с учетом внутриатомной орбитальной поляризации [5] орбитальные вклады в атомные магнитные моменты Fe и Co на поверхности или в объеме щелочных металлов K, Cs и Rb могут достигать 2.2 – $3.0\mu_B$. Для случая Ag и Au эти вклады могут составлять 2.2 – $2.5\mu_B$. Эти результаты дают основание предположить существование значительных орбитальных вкладов в J_s также и в случае MCP Fe/Ti, Fe/Ta и Fe/Mo. Для MCP Fe/Pd также наблюдалась высокие значения J_s , однако в этом случае основную роль, по-видимому, играют вклады, обусловленные поляризацией делокализованных электронов с высокой эффективной массой в слоях Pd.

Для изучения локальных магнитных состояний ионов Fe в MCP были проведены измерения спектров ЯГР на ядрах ^{57}Fe и на их основании построены функции распределения сверхтонких магнитных полей на этих ядрах — $P(H_{hf})$. На рисунке 3 представлен экспериментальный спектр ЯГР, измеренный в режиме пропускания для MCP [Fe(5.2 Å)/Ti(47 Å)] × 550 при комнатной температуре (рис. 3а) и соответствующая функция распределения $P(H_{hf})$ (рис. 3б).

Как следует из вида функции распределения $P(H_{hf})$, максимумы вероятности для сверхтонких полей расположены в трех группах, которые соответствуют трем неэквивалентным локальным состояниям ионов Fe. Для одной из этих групп максимум соответствует значению $H_{hf} = 30$ кЭ, что свидетельствует о том, что в данных

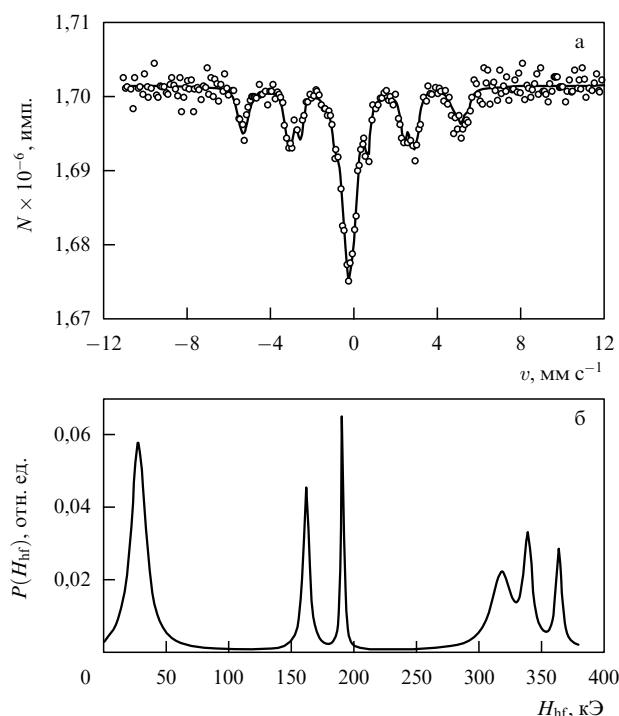


Рис. 3. (а) Спектр ЯГР MCP [Fe(5,2 Å)/Ti(47 Å)] × 550. (б) Функция распределения плотности вероятности H_{hf} той же MCP.

локальных состояниях ионы Fe лишены собственного магнитного момента и H_{hf} обусловлено поляризацией электронной спиновой плотности на ядрах ^{57}Fe ионами окружения. Для этих состояний доминирующими являются, по-видимому, соседства ионов Ti. Группа пиков, соответствующая наивысшим значениям H_{hf} (до 380 кЭ) обусловлена ионами Fe с максимальными значениями спиновых магнитных моментов, находящимися в приповерхностных областях, а также ионами Fe, имеющими в качестве ближайшего окружения одноименные ионы. Группа максимумов, обусловленная средними значениями H_{hf} (150–200 кЭ), может соответствовать состояниям ионов Fe в интерфейсах со смешанным окружением ионами Fe и Ti.

Результаты исследований ЯГР в MCP Fe/Ti хорошо согласуются с измерениями температурной зависимости намагниченности этих пленок в слабых переменных магнитных полях. Аномалии, наблюдающиеся на этих зависимостях, могут быть обусловлены магнитными переходами ионов Fe, находящихся в соответствующих локальных состояниях.

В случае MCP Fe/Pd на функции распределения $P(H_{\text{hf}})$ выделяются два максимума. Слои Fe в этих MCP обладают ГЦК структурой и, в соответствии с этим, наблюдаемые максимумы могут быть сопоставлены с низкоспиновыми и высокоспиновыми состояниями ионов Fe в ГЦК решетке.

3. Спин-туннельные переходы, представляют собой систему из двух ферромагнитных электродов, разделенных диэлектрической прослойкой. Величина магнетосопротивления $[R(H) - R(0)]/R(0)$ в устройствах на основе этих материалов, как правило, не превышает 50 %, причем зачастую для достижения этих значений необходимы низкие температуры и достаточно высокие (десятка килоэрстед) магнитные поля. Механизмы фор-

мирования гигантского магнетосопротивления в тех или иных гетероструктурах различны, однако в каждом из них, а особенно в спиновых переходах, очень важную роль играет степень спиновой поляризации электронов проводимости. В соответствии с этим весьма перспективным для достижения максимальных значений магнетосопротивления является использование полуметаллических ферромагнетиков, к числу которых относятся некоторые сплавы Гейслера со стехиометрическим составом XYZ и кристаллической решеткой $C1_b$ типа MgAgAs. Как известно, теоретические расчеты электронной структуры этих ферромагнитных сплавов [6] показали, что одна из обменно-расщепленных подзон в них имеет типичный металлический характер, а вторая подзона является типично полупроводниковой, с щелью в районе уровня Ферми. Эта особенность электронной структуры полуметаллических ферромагнетиков определяет высокую степень спиновой поляризации электронов проводимости (теоретически до 100 %) в металлической подзоне.

В докладе были представлены результаты комплексных исследований полуметаллических сплавов Гейслера Ni–Mn–Sb с небольшими вариациями концентрации компонент относительно стехиометрического состава XYZ . Образцы были получены сплавлением в дуговой печи в атмосфере очищенного аргона с неоднократной переплавкой и последующим гомогенизирующим отжигом. Проведенные рентгенографические исследования структуры установили однофазность полученных сплавов с кубической решеткой $C1_b$ типа MgAgAs и параметром $a = 5,976 \text{ \AA}$. Были проведены измерения кривых намагничивания и петель гистерезиса сплавов с помощью вибрационного магнитометра при температурах 300–1100 К в магнитных полях $\pm 15 \text{ кЭ}$, а также с помощью СКВИД-магнитометра в полях до $\pm 30 \text{ кЭ}$ и в интервале температур 5–300 К. Измерения электросопротивления и магнетосопротивления проводились при температурах 5–300 К и в полях $\pm 30 \text{ кЭ}$ по четырехточечной методике. Спектры ядерного спинового эха на ядрах ^{55}Mn , ^{121}Sb и ^{123}Sb измерялись в сверхтонких полях при нулевом внешнем поле при температурах 5–80 К и в диапазоне частот 160–700 МГц.

На рисунке 4 приведены петли гистерезиса стехиометрического сплава NiMnSb, измеренные при температурах 5 и 300 К. Характерной особенностью этих петель является практически линейный рост намагниченности при начальном возрастании магнитного поля и крутой излом кривых при значении магнитного поля $\approx 1 \text{ кЭ}$. Насыщение достигается при $H \approx 4,5 \text{ кЭ}$ при практическом полном отсутствии парапроцесса. Такая форма петли гистерезиса свидетельствует о доминирующей роли процессов вращения при намагничивании и перемагничивании сплавов. Магнитная индукция насыщения B_s при 5 К составляет 90 э.м.е. г^{-1} . Следует отметить малые значения остаточной индукции B_r и коэрцитивной силы H_c , составляющие 0,4 э.м.е. г^{-1} и 1 Э, соответственно. Эти характерные признаки петель гистерезиса полуметаллического сплава NiMnSb не изменяются при вариациях состава относительно стехиометрии XYZ , а также при частичном замещении ионов Sb ионами Sn.

Спектр ядерного спинового эха для сплава NiMnSb, измеренный при температуре 5 К в диапазоне частот 150–400 МГц, где расположены основные области резонансного поглощения, приведен на рис. 5. Для

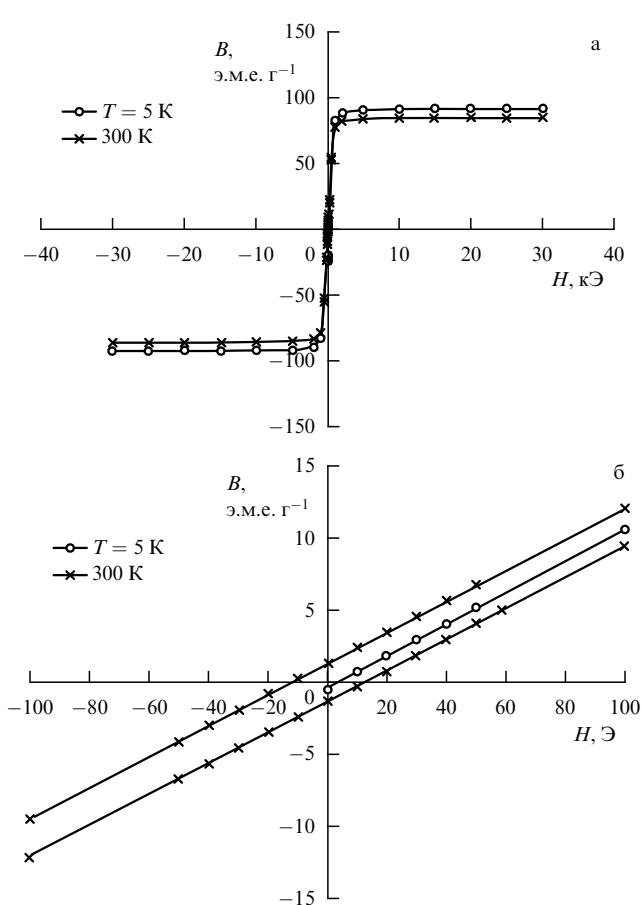


Рис. 4. Петля гистерезиса сплава NiMnSb: (а) полная петля; (б) центральная часть петли.

данного сплава спектр содержит три характерные резонансные линии: размытую резонансную полосу 270–350 МГц, обусловленную ядрами ^{121}Sb , широкую резонансную линию в интервале частот 160–170 МГц, обусловленную ядрами ^{123}Sb , и острый резонансный пик на частоте 297,2 МГц, обусловленный ядрами ^{55}Mn в ионах Mn, расположенных в Y-узлах решетки $C1_b$. Эти кристаллографические положения ионов Mn характерны тем, что в атомно-упорядоченном состоянии они не имеют магнитоактивных ионов среди ближайшего атомного окружения. Лишь в третьей координационной сфере ион Mn в Y-узлах окружен 12 идентичными ионами Mn, находящимися в Y-узлах. Поэтому в соответствии с данной структурой сверхтонкое магнитное поле на ядрах

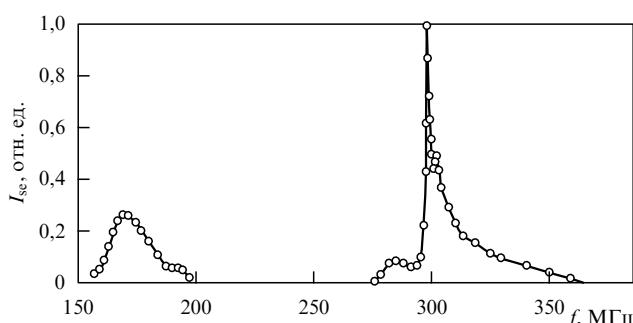


Рис. 5. Спектр ядерного спинового эха для полуметаллического сплава Гейслера NiMnSb.

^{55}Mn для Y-узлов формируется, в основном, за счет спиновой плотности, локализованной в пределах данного иона, и вариации состава сплавов вблизи стехиометрии XYZ не изменяют резонансной частоты этого пика, а его высокая интенсивность и малая ширина свидетельствуют о высокой степени атомного упорядочения в расположении ионов Mn по Y-узлам решетки $C1_b$.

Наряду с этим вариации состава сплавов вызывают значительные изменения в интенсивностях и положениях резонансных линий, обусловленных ядрами ^{121}Sb и ^{123}Sb , для которых сверхтонкие магнитные поля формируются за счет спиновой плотности делокализованных электронов, поляризованных магнитными ионами ближайшего окружения. Это свидетельствует о высокой степени спиновой поляризации делокализованных электронов, что характерно для полуметаллического состояния сплава NiMnSb.

Температурная зависимость удельного электросопротивления сплава Ni–Mn–Sb была измерена в диапазоне температур 30–300 К. Для сплавов в исходном состоянии характерна высокая электропроводность и нормальная температурная зависимость электросопротивления металлического типа. Величина электросопротивления увеличилась от 760 мкОм см при 35 К до 1100 мкОм см при 300 К.

Были проведены также измерения магнетосопротивления сплавов Ni–Mn–Sb различной концентрации вблизи стехиометрического состава XYZ при различных температурах и в магнитных полях до 40 кЭ. Измерения проводились как при параллельной, так и при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля относительно направления тока. В исходном состоянии при температуре 35 К величина $\Delta R/R$ не превышала 0,15 %. При вариациях состава сплавов величина магнетосопротивления в них не превышала этого значения.

В дальнейшем в сплавах Ni–Mn–Sb были созданы макеты устройств спин-тунNELьных переходов, для чего они подвергались специальной обработке, позволяющей создать в исследуемых образцах одну, две или серию микротреции с соответствующей ориентацией относительно направления тока. В результате проведенной обработки произошли радикальные изменения электрических и магнитокинетических свойств образцов. Величина электросопротивления сплава стехиометрического состава NiMnSb при температуре 35 К возросла более чем в 50 раз, а его температурная зависимость приобрела полупроводниковый характер. При изменении температуры от 35 до 300 К электросопротивление сплава уменьшается от 10^4 мкОм см до $2,5 \times 10^3$ мкОм см. Характерный нелинейный вид имеет вольт-амперная характеристика сплава NiMnSb при 46 К.

Однако наиболее значительные изменения имели место для магнетосопротивления сплавов Ni–Mn–Sb — после указанной обработки величина $\Delta R/R$ возросла на несколько порядков. Так, для сплава $\text{Ni}_{30,6}\text{Mn}_{33,9}\text{Sb}_{20,6}\text{Sn}_{14,9}$ величина $\Delta R/R$ при 35 К составляла 6 %. Максимальный эффект наблюдался для сплава стехиометрического состава NiMnSb после того, как с помощью указанной обработки в нем были созданы три параллельные микротреции. На рисунке 6 представлена зависимость его магнетосопротивления от внешнего магнитного поля при температуре 35 К. Максимальное значение величины $\Delta R/R$ достигалось в слабом магнитном поле 50 Э и составляло 230 %.

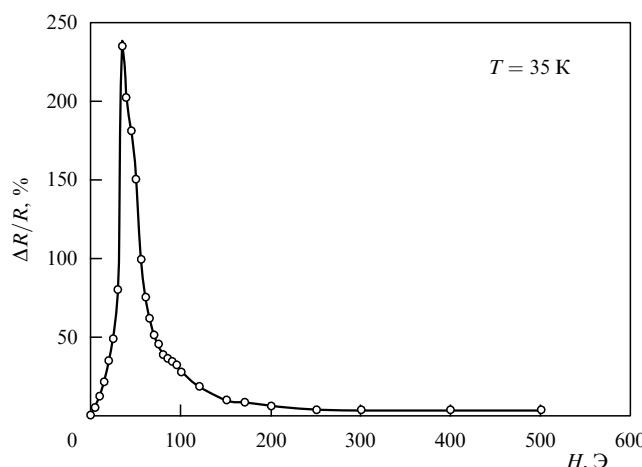


Рис. 6. Зависимость магнетосопротивления $\Delta R/R$ полуметаллического сплава Гейслера NiMnSb от напряженности магнитного поля при температуре 35 К.

Для физической интерпретации этого результата необходимо отметить, что состояние образца сплава с тремя микротрецинами, параллельными друг другу, проходящими через весь образец и ориентированными перпендикулярно направлению тока, представляют собой аналог трех последовательно включенных спин-туннельных переходов. Поверхность скола является весьма гладкой и отличается малой шероховатостью, а воздушные зазоры в самих микротрецинах представляют собой аналог диэлектрических слоев в спин-туннельных переходах. В теоретических работах Мэттона [7] был проведен расчет электропроводности σ при квантовом туннелировании между электродами Со через вакуумную щель. Расчет основан на численных оценках проводимости по методу Кубо–Ландауэра [8] с использованием зонной структуры Со в приближении сильной связи. В этом расчете представилась возможность смоделировать вакуумную щель между электродами Со с помощью матриц перескока в приближении сильной связи. Было показано, что эта модель приводит к таким же значениям туннельного магнетосопротивления, как и при квантовом туннелировании через барьер с сильным диэлектриком. Была построена зависимость спиновой поляризации туннелирующих электронов $P = (\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow})/(\sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow})$ от ширины вакуумной щели, выраженной числом обратных параметров перескока, и рассчитана величина туннельного магнетосопротивления $\Delta R/R = 65\%$. В нашем случае столь высокие полученные значения $\Delta R/R$ обусловлены, по-видимому, высокой степенью поляризации туннелирующих электронов в полуметаллическом ферромагнитном сплаве NiMnSb, создающей высокую эффективность спин-туннельных переходов, а также отмеченными выше особенностями магнитных петель гистерезиса этого сплава, а именно, — малыми значениями коэрцитивной силы и остаточной индукции, при которых состояние образца с микротрецинами обладает достаточной устойчивостью. Тот факт, что в нашем случае изменение ориентации намагниченности в контактной паре электродов MiMnSb происходит в слабом внешнем магнитном поле (50 Э при 35 К), обусловлен анизотропией формы этих электродов: один из них имеет форму параллелепипеда, ориентиро-

ванного большой осью вдоль намагничивающего поля, а второй представляет собой тонкую пластину, ориентированную перпендикулярно к намагничивающему полю с большим размагничивающим фактором. В соответствии с этим, при увеличении внешнего поля сперва намагничивается (или перемагничивается) длинный электрод с малым размагничивающим фактором, а затем намагничивается (или перемагничивается) электрод-пластинка с большим размагничивающим фактором. Это и определяет наличие острого и относительно узкого максимума на кривой зависимости магнетосопротивления от внешнего магнитного поля для сплава NiMnSb при температуре 35 К.

Полученные результаты дают возможность широкого использования новых магнитных материалов — полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера в устройствах спиновой электроники с рекордно высокими значениями туннельного магнетосопротивления.

Список литературы

1. Freeman A J, Fu C L *J. Appl. Phys.* **61** 3356 (1987)
2. Beckmann H, Bergmann G *Phys. Rev. Lett.* **83** 2417 (1999)
3. Guo G Y *Phys. Rev. B* **62** R14609 (2000)
4. Cabria I et al. *Phys. Rev. B* **65** 054414 (2002)
5. Brooks M S S *Physica B* **130** 6 (1985)
6. de Groot R A et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 2024 (1983)
7. Mathon J *Phys. Rev. B* **56** 11810 (1997)
8. Landauer R *IBM J. Res. Dev.* **32** 306 (1988)

PACS numbers: 61.46.+w, 75.50.Xx

Магнитные молекулярные нанокластеры в сильных магнитных полях

А.К. Звездин, В.В. Костюченко,
В.В. Платонов, В.И. Плис, А.И. Попов,
В.Д. Селемир, О.М. Таценко

1. Введение

В работе выполнены экспериментальные и теоретические исследования зависимости магнитной восприимчивости магнитных молекулярных нанокластеров, имеющих сложные химические формулы и обычно обозначаемых как Mn_6R_6 , V_{15} , $Mn_{12}ac$, от внешнего магнитного поля в сильных полях. Сравнение результатов теоретических расчетов и экспериментальных данных позволяет существенно уточнить данные о характере обменных взаимодействий между магнитными ионами в этих молекулярных кластерах.

Магнитные молекулярные нанокластеры — молекулярные кристаллы, содержащие ионы редкоземельных и переходных металлов [1–3]. Молекулы, являющиеся составными частями этих кристаллов, имеют довольно сложное строение. Их молекулярный вес порядка 10^3 . Каждая молекула содержит несколько десятков обладающих ненулевым спином ионов редкоземельных или переходных металлов (обычно от 10 до 20), которые связаны между собой сильным обменным взаимодействием. Таким образом, молекулярные магнитные нанокластеры занимают промежуточное положение между микроскопическими магнитными объектами (отдельные магнитные ионы) и макроскопическими магнит-