



KUNGL.  
VETENSKAPSAKADEMIEN  
THE ROYAL SWEDISH ACADEMY OF SCIENCES

9 October 2007



Научное обоснование Нобелевской премии по физике 2007-го года

## **Открытие гигантского магнитосопротивления**

Составлено отделением физики Шведской Королевской академии наук

## 1. Введение

Если поместить проводник во внешнее магнитное поле, его сопротивление изменяется. Это явление и называется **магниторезистивным эффектом** или **магнитосопротивлением** (МС). Для ферромагнетиков, таких как железо, кобальт и никель, это свойство зависит также от направления внешнего поля относительно направления тока, проходящего через магнит. Ровно 150 лет тому назад В. Томсон [1] (лорд Кельвин) измерил поведение сопротивления железа и никеля в присутствии магнитного поля. Он писал: *«Я нашел, что железо, будучи подвергнуто воздействию магнитной силы, обнаруживает увеличение сопротивления проводимости электричества вдоль линий намагничивания и уменьшение сопротивления проводимости электричества поперек этих линий»*. Эта разница в сопротивлении между случаями параллельного и перпендикулярного направления называется **анизотропным магнитосопротивлением** (АМС) [2]. В настоящее время известно, что это свойство обусловлено спин-орбитальным взаимодействием электрона. Вообще, магниторезистивные эффекты очень малы, самое большее, порядка нескольких процентов.

МС-эффект приобрел важное технологическое значение, особенно в разработке считывающих головок для магнитных дисков и в качестве датчиков магнитных полей. Наиболее полезным материалом оказался сплав железа с никелем,  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  (пермаллой). В общем, однако, со времени работ Кельвина сколько-нибудь заметного улучшения в поведении магниторезистивных материалов не было достигнуто. В 1980х всеобщее мнение гласило, что невозможно существенно улучшить рабочие характеристики магнитных датчиков основанных на магнитосопротивлении.

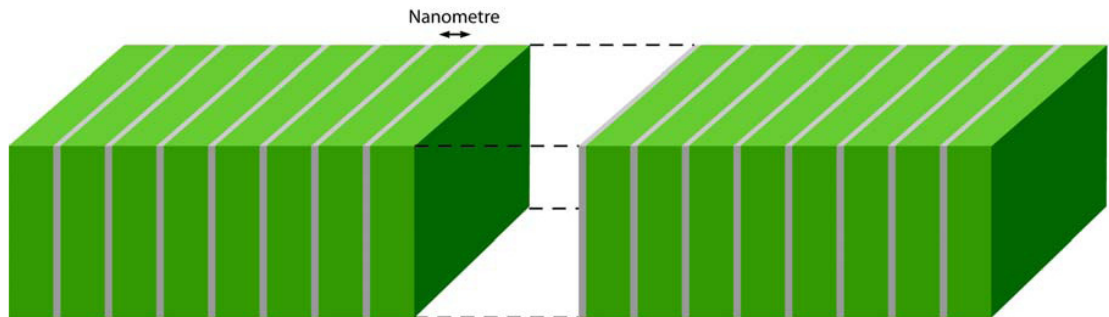
Вот почему, когда в 1988 году две исследовательские группы независимо друг от друга открыли материалы, обнаруживающие очень большое магнитосопротивление, известное теперь как **гигантское магнитосопротивление** (ГМС), это было для всех большой неожиданностью. Эти материалы представляют собой так называемые слоистые магнитные структуры, в которых чередуются слои ферромагнитных и немагнитных металлов (рис. 1). Толщина отдельных слоев имеет нанометрические размеры, т.е. составляет всего лишь несколько моноатомных слоев. В первоначальных экспериментах, приведших к открытию ГМС, одна из групп, руководимая Петером Грюнбергом (Peter Grünberg) [3], использовала трехслойную систему  $\text{Fe/Cr/Fe}$ , тогда как другая группа во главе с Альбертом Фертом (Albert Fert)[4] использовала слоистые структуры вида  $(\text{Fe/Cr})_n$ , где  $n$  могло достигать до 60.



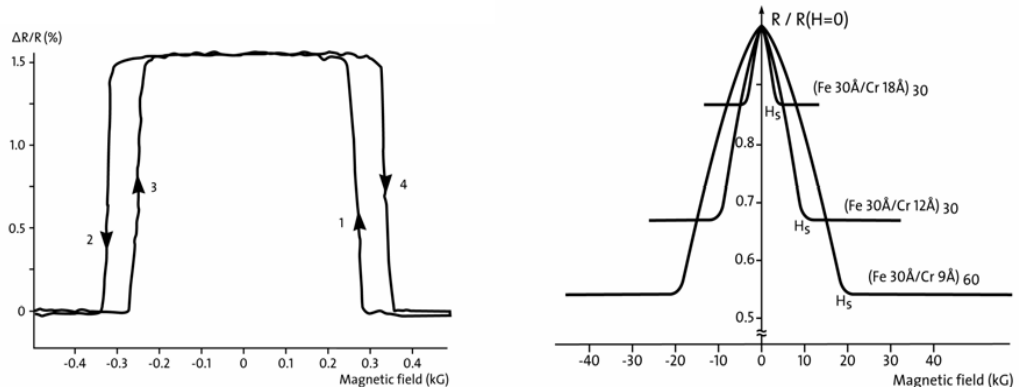
**Рис. 1.** Схематическое изображение магнитных многослойных структур (мультислоев).

Слои железа нанометрической толщины разделены промежуточными слоями (также нанометрическими) другого металла (например, хрома или меди).

В верхней части рисунка показана трехслойная система Fe/Cr/Fe, которую использовала группа Грюнберга [3]; внизу – мультислой  $(\text{Fe/Cr})_n$ , где  $n$  достигает 60, использованный группой Ферта [4].



На рис. 2 измерения группы Грюнберга (слева) показаны вместе с данными группы Ферта (справа). Оси  $y$  и  $x$  представляют изменение сопротивления и величину внешнего магнитного поля, соответственно. Эксперименты показывают весьма ярко выраженное отрицательное магнитосопротивление как для трехслойной, так и для многослойной структуры. Системы справа, состоящие из большого числа слоев, показывают уменьшение сопротивления почти на 50% при наложении магнитного поля. В системе слева этот эффект проявляется гораздо слабее не только из-за того, что она всего лишь трехслойная, но и потому, что эксперименты Грюнберга производились при комнатной температуре, тогда как Ферт и сотрудники проводили свои опыты при очень низких температурах (4.2K).



Грюнберг [3] сообщил также результаты измерений низкотемпературного магнитосопротивления для системы с тремя слоями железа, разделенными двумя слоями хрома. В этом случае наблюдалось 10%-ное уменьшение сопротивления.

Ферт и Грюнберг не только наблюдали сильно увеличенные магнитосопротивления, но также идентифицировали эти наблюдения как новое явление, с совершенно новым типом происхождения магнитосопротивления. Уже в самом заглавии оригинальной статьи группы Ферта наблюдаемый эффект характеризуется как «гигантское магнитосопротивление». Также и Грюнберг сразу осознал новые возможности для технических применений и запатентовал открытие. С того самого момента область исследований тонкопленочного магнетизма полностью сменила направление в сторону магнетоэлектроники.

Открытие ГМС тотчас же распахнуло дверь в сокровищницу новых научных и технологических возможностей. В том числе – огромное влияние на разработку запоминающих устройств и магнитных датчиков. Сегодня тысячи ученых по всему миру работают над получением и исследованием магнетоэлектронных явлений. История ГМС-эффекта является очень хорошей демонстрацией того, как абсолютно неожиданное научное открытие может привести к совершенно новым технологиям и коммерческим продуктам.

## **2. Предпосылки**

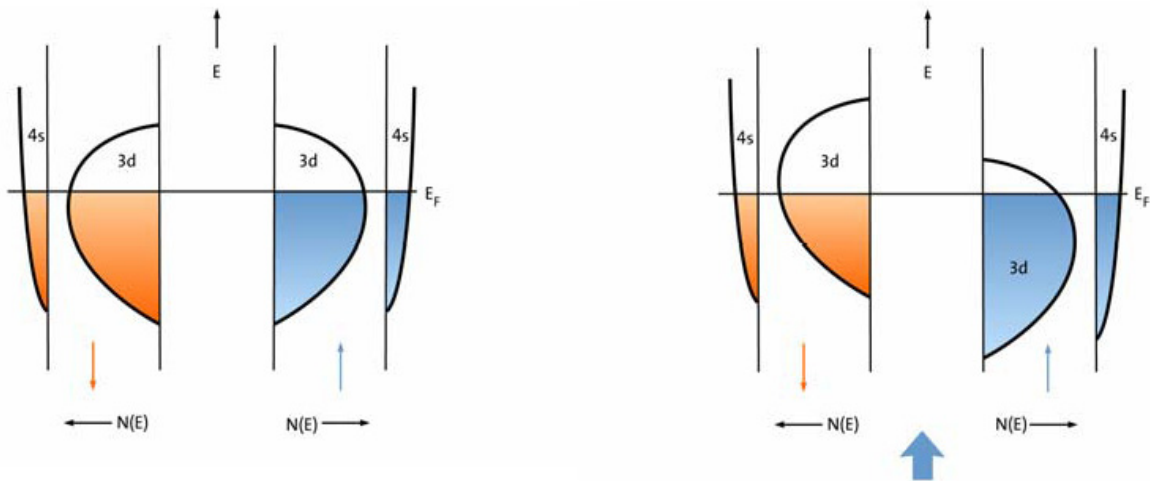
### **А. Ферромагнитные металлы**

Среди d-переходных металлов (Sc...Cu, Y...Ag, Lu...Au, т.е. 3d-, 4d- и 5d-переходных элементов) 3d-металлы – железо, кобальт и никель – хорошо известны как ферромагнетики. Среди лантаноидов (4f-элементы, La-Lu) гадолиний также является ферромагнетиком. Магнетизм в этих металлах обусловлен, соответственно, поведением 3d- и 4f-электронов. В дальнейшем мы будем рассматривать магнетизм главным образом в 3d-элементах.

В свободных атомах 3d и 4s атомные энергетические уровни 3d-переходных элементов являются носителями валентных электронов. В металлическом состоянии эти 3d- и 4s-уровни уширяются до энергетических зон. Вследствие довольно большой протяженности 4s-орбиталей в пространстве, произойдет значительное перекрытие 4s-орбиталей, принадлежащих соседствующим атомам, и потому 4s-зона будет растянута в широком энергетическом диапазоне (15-20eV). В противоположность этому, 3d-орбитали занимают гораздо меньшее пространство. Поэтому объединенная энергетическая 3d-зона будет сравнительно узкой (4-7eV). На практике, невозможно провести различие между 3d- и 4s-

орбиталями, так как в твердом теле они сильно гибридизируются друг с другом. Однако ради простоты оба варианта будут здесь использованы, и 3d-электроны будут рассматриваться как металлические – т.е. как «странствующие» электроны, которые могут нести ток через систему, несмотря на то, что они гораздо менее подвижны, чем 4s-электроны.

Полезной концепцией в теории твердого тела является электронная плотность состояний (ЭПС),  $n(E)$ , которая представляет собою число электронов в системе, имеющих энергию в интервале  $(E, E+dE)$ . Согласно принципу исключения (принципу Паули) для фермионов (в данном случае электронов), только один электрон может занимать одно определенное состояние. Однако каждое состояние является вырожденным по отношению к спину и может, поэтому, содержать одновременно два электрона с противоположными направлениями спинов. В основном состоянии все самые низкие энергетические уровни заполнены электронами, а самый высокий из занятых энергетических уровней называется граничной энергией Ферми, или уровнем Ферми,  $E_F$ . На рисунке 3 (слева) плотность состояний схематически показана для немагнитного 3d-металла, иногда называемого парамагнетиком, в котором содержится равное число электронов с противоположными направлениями спинов, т.е. результирующая намагниченность отсутствует. Так называемая спиновая поляризация,  $P$ , [ $P = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$ , где  $N_{\uparrow}(N_{\downarrow})$  = число электронов со спином, направленным вверх (вниз)], в данном случае равна нулю.



**Рис 2.** По работам [3] и [4].

**Слева:** Измерения магнитосопротивления [3] (комнатная температура) для трехслойной системы Fe/Cr/Fe. Ближе к краю справа и слева намагниченности обоих железных слоев параллельны внешнему магнитному полю. На среднем участке намагниченности двух железных слоев антипараллельны. Эксперименты показывают также гистерезисное поведение (разность 1 и 4 (2 и 3)), типичное для измерений намагниченности.

**Справа:** Измерения магнитосопротивления [4] (4.2 K) для многослойной системы  $(\text{Fe/Cr})_n$ . На крайних участках справа ( $>H_S$ , где  $H_S$  – поле насыщения) и слева ( $< -H_S$ ) намагниченности железных слоев параллельны внешнему магнитному полю. В области слабого поля каждый второй железный слой намагничен антипараллельно внешнему полю.  $10\text{kG} = 1\text{ Tesla}$ .

Для ферромагнетика  $N_{\uparrow}$  больше, чем  $N_{\downarrow}$ , и здесь мы имеем результирующую спиновую поляризацию,  $P > 0$ . Чтобы сравнить энергию для ферромагнитного состояния с энергией для парамагнитного состояния, можно начинать с парамагнитного состояния, учитывая небольшой дисбаланс в числе электронов со спином «вверх» и спином «вниз». Перенос электронов со спином «вниз» из «спин вниз» зоны в «спин вверх» зону приводит к большей обменной энергии в системе, что означает **снижение** полной энергии (выигрыш). С другой стороны, такой процесс требует переноса электронов от «спин вниз» уровней, расположенных ниже начального уровня Ферми в уровни со спином «вверх», расположенные непосредственно над начальным уровнем Ферми. Это неизбежно ведет к потере энергии в зоне, «кинетической энергии» и, тем самым, к **увеличению** полной энергии (проигрыш). Таким образом, существует соревнование между двумя противоположными эффектами. Это может быть сформулировано как так называемый критерий Стонера [5] для магнетизма, а именно: если  $I N(E_F) > 1$ , то система является ферромагнетиком. Здесь  $I$  – обменный параметр Стонера,  $N(E_F)$  – плотность состояний на уровне Ферми. Параметр Стонера имеет специфическое значение для каждого отдельного элемента, тогда как  $N(E_F)$  гораздо больше зависит от особенности пространственного размещения атомов по отношению друг к другу (подобно кристаллической структуре). К тому же, что чрезвычайно важно,  $N(E_F)$  имеет тенденцию быть высокой для систем с узкими энергетическими зонами, как, например, в случае более тяжелых 3d-переходных элементов (Fe, Co и Ni). Этим и объясняется ферромагнетизм d-переходных металлов.

Ситуация для ферромагнитной спиновой поляризации показана на рис.3 справа (выбрано направление вверх). Вертикальное смещение между плотностями состояний для спина «вверх» и спина «вниз» иллюстрирует расщепление энергии обменного взаимодействия между энергетическими «спин вверх»- и «спин вниз» - зонами, что относится к металлам Fe, Co и Ni. В частности, для двух этих зон различие в плотности состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$  может в данном случае быть очень большим. Это также означает, что для ферромагнетика характер состояния на уровне Ферми электронов с противоположным направлением спинов разительно отличается друг от друга. Это – важное наблюдение в связи с ГМС-эффектом. Такая картина энергетических 3d-зон (рис.3 справа) для ферромагнитных металлов часто упоминается как «странствующая» модель [6], или модель Стонера-Вольфарта (Stoner-Wohlfarth) [5].

Одним из важных свойств ферромагнетиков является то, что при высокой температуре их магнетизм исчезает. Это происходит при вполне определенной температуре, т.н. темпера-

туре Кюри,  $T_C$ . Для рассматриваемых систем (Fe, Co и Ni) эти критические температуры намного выше комнатной, и ими можно пренебречь.

## **Б. Сопротивление**

Электрический ток электронов, пропущенный сквозь металлическую систему, неизбежно встретит некое сопротивление  $R$ . (Исключением являются т.н. сверхпроводники, где ниже определенной температуры ток может протекать без сопротивления). Этому есть целый ряд причин. В кристалле атомы всегда будут вибрировать (фононы) вокруг положений равновесия, тем самым, отклоняясь от их идеальных положений в решетке, и электроны проводимости могут рассеиваться на этих отклонениях (электронно-фононное взаимодействие). Другие значительные вклады в сопротивление привносятся рассеиванием электронов на примесях и дефектах. Только те электроны, которые находятся на уровне Ферми (или близки к нему) участвуют в процессе электрической проводимости. Для парамагнитных металлов не существует разницы между электронами со спином вверх и спином вниз, и они в равной мере вносят вклад в сопротивление.

Уже в 1936 г. сэр Невиль Мотт (Sir Nevil Mott) [7] изучал электропроводность переходных d-элементов. Он предположил, что проводимость главным образом зависит от 4s-электронов, легко подвижных благодаря широкому энергетическому диапазону зон образуемых 4s-состояниями. В процессе рассеивания, однако, s-электроны могут рассеяться во множество d-состояний, имеющихся на уровне Ферми. Поэтому они испытывают сильное рассеяние, приводящее к значительному сопротивлению. С другой стороны, для Cu, элемента, следующего за Ni в Периодической таблице, все 3d-состояния расположены ниже уровня Ферми и потому не могут участвовать в процессах рассеивания. Этим объясняется особенно высокая проводимость меди.

В 1960х и 70х гг. Ферт и Кемпбелл совместно изучали во всех подробностях проводимость ферромагнитных 3d-материалов [3,8]. Они провели глубокие исследования изменений сопротивления, которые происходят, когда низкие концентрации легирующих элементов, таких, как Cr и другие металлы переходной группы, внедряют в качестве рассеивающих центров, например, в Fe и Ni. На основе этих исследований они смогли установить, что в ферромагнетиках, таких, как железо, имеются два типа носителей: один, образованный из электронов со спином вверх, и другой – из электронов со спином вниз. Поскольку плотность состояний на поверхности Ферми различна для этих двух спиновых состояний, из этого следует, что имеется существенная разница в сопротивлении между электронами со спином вверх и электронами со спином вниз. Кроме того, процессы рассеивания, в которых

Кроме того, процессы рассеивания, в которых происходит переворот спинов, также вносят свой вклад в сопротивление. Это может быть вызвано, например, рассеиванием на спиновых волнах или спин-орбитальными связями. Однако эти эффекты малы, и здесь ими можно пренебречь. Таким образом, вырисовывается картина, что электрический ток в ферромагнетике, таком, как железо, кобальт и никель, состоит из «спин вверх» - и «спин вниз» - носителей, которые испытывают неодинаковые сопротивления.

## **В. Рост сверхрешеток**

С начала 70х успехи физики, химии и материаловедения привели к разработке новых экспериментальных методов, позволивших ученым создать совершенно новые материалы. Используя так называемый эпитаксиальный рост, можно было производить искусственные материалы, наращивая один моноатомный слой за другим. Методы, введенные в то время, включали в себя, между прочими, напыление, лазерное отслоение, молекулярно-лучевую эпитаксию и химическое осаждение паров. Молекулярно-лучевая эпитаксия использовалась уже в конце 60х для получения тонких полупроводниковых материалов, а к концу 70х стало возможно производить наноразмерные металлические пленки. Сначала метод применили к немагнитным металлам, но позднее также и к ферромагнетикам. В то же время был значительно усовершенствован целый ряд аналитических методик, с использованием, например, магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) и рассеяния света на спиновых волнах. Используя все эти методы, стало возможно выращивать металлические мультислой, например, на основе железа и исследовать их магнитные свойства.

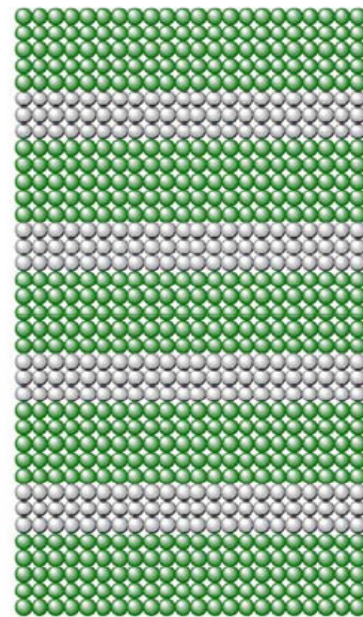
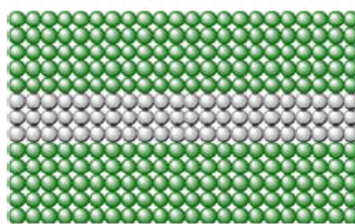
Чтобы получить материалы с определенными свойствами, чрезвычайно важен выбор подложки, на которой будет выращиваться материал. Обычно используют кремний, двуокись кремния, окись магния и окись алюминия. Для получения качественных многослойных структур важно, чтобы параметры решетки различных металлических слоев соответствовали друг другу (рис.4); самым выгодным является случай, когда два металла, образующие мультислой, имеют одинаковую кристаллическую структуру. Это имеет место в случае хрома и железа, где оба металла принимают сотовую (объемно-центрированную кубическую) структуру и где, к тому же, они обладают очень схожими параметрами кристаллической решетки. Это обстоятельство имело большое значение для исследований, предпринятых группами Ферта и Грюнберга, за которые им и была присуждена Нобелевская премия. Исключительно важным является также тот факт, что теперь стало возможным выращивать многослойные структуры, в кото-



рых расстояние между магнитными слоями измеряется нанометрами. Для получения ГМС-эффекта необходимо, чтобы средняя длина свободного пробега электронов проводимости сильно превышала толщину промежуточных слоев так, что электроны могли бы проходить сквозь магнитные слои и набирать ГМС-эффект. Без новой экспериментальной методики выращивания это требование не могло бы быть удовлетворено, и ГМС-эффект оставался бы неизвестным. В связи с этим следует заметить, что в нескольких публикациях, предшествовавших работе Ферта и Грюнберга, имели место сообщения о наблюдениях существенных (порядка нескольких процентов) магниторезистивных эффектов [9,10,11,12]. Но ни в одной из них эти наблюдения не трактовались как новый эффект.

### Г. Взаимодействие слоев

Давно известно, что неупорядоченности, такие, как дефекты и примеси в металлических системах экранируются окружающими электронами проводимости. Возникающее возмущение вызывает затухающие колебания плотности электронов как функцию расстояния от разрыва (т.н. фриделевские колебания).



Таким же образом магнитный примесный атом в металлическом окружении вызывает наведенную спиновую поляризацию плотности электронов. С увеличением расстояния от магнитной примеси будет наблюдаться колебание в знаке поляризации; ве-

личина возмущения также будет убывать с расстоянием. Как следствие, магнитный момент второго примесного атома, расположенного относительно близко к первому, будет выстроен параллельно или антипараллельно магнитному моменту первого в зависимости от знака наведенной поляризации на данном расстоянии. Это взаимодействие (обменное взаимодействие) между магнитными моментами (схематически показанное на рис. 5) было хорошо известно для редкоземельных металлов, где каждый атом обладает магнитным

**Рис. 4.** Изображение сверхрешеток. По существу, это та же картинка, что на рис. 1, но в атомном разрешении. Из рисунка видно, что несоответствие решеток между двумя материалами должно быть достаточно малым, чтобы можно было выращивать мультислой с нужными свойствами интерфейсов.

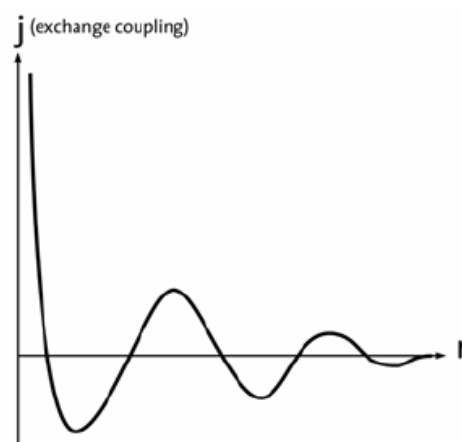
моментом, происходящим от очень тесно связанной (и локализованной) 4f-электронной конфигурации, расположенной глубоко внутри атома. Фактически магнетизм более тяжелых лантанидов создается этим взаимодействием.

Как уже упоминалось, гадолиний является ферромагнетиком, у которого магнитные моменты порождаются локализованными 4f электронами на каждом атоме с конфигурацией  $4f^7$ . То есть, все 4f магнитные моменты однонаправлены, и, окружая их, на каждый атом приходится три электрона проводимости, которые служат посредниками взаимодействия между 4f магнитными моментами.

ВУ1986 г. Майкржак (Majkrzak) и др. [13] опубликовали работу по исследованию сверхрешетки Gd/Y/Gd, в которой описывалось антипараллельное выравнивание магнитных моментов между слоями

Gd для случая десяти монослоев иттрия. Это можно было объяснить тем, что ферромагнитный гадолиниевый слой вызывает колебательную спиновую поляризацию иттрия – немагнитного в норме металла – и, что второй слой Gd оказывается на расстоянии, где антиферромагнитная ориентация преобладает. Практически одновременно Грюнберг и др. [14] открыли антиферромагнитное взаимодействие между слоями железа для трехслойной структуры Fe/Cr/Fe. Оно могло быть объяснено так же, как и в случае Gd/Y/Gd. Следует, однако, заметить, что в обоих случаях, по причине геометрии, имеются значительные вклады в обменное взаимодействие слоев со стороны квантовой интерференции электронных волн, отраженных магнитными слоями [15]. Тем не менее, в данном контексте достаточно заключить, что важной ролью электронов немагнитного слоя (или слоев) является то, что они обеспечивают механизм взаимодействия между магнитными слоями.

Следующим шагом было исследование зависимости взаимодействия от толщины промежуточных немагнитных слоев. Несколько научных групп обнаружили изменение знака с увеличением толщины [13, 15, 16, 17, 18]. Паркин [1] подверг тщательному изучению зависимость характера колебаний от толщины немагнитного слоя, от материала немагнитного слоя, а также от материала самого магнитного слоя. При этом он фактически использовал ГМС-эффект в качестве инструмента для исследования этой зависимости. Для изготовления многослойной структуры Паркин применил метод набрызгивания с помощью магнетрона. Метод позволял изготовить большую серию образцов в соизмеримых усло-

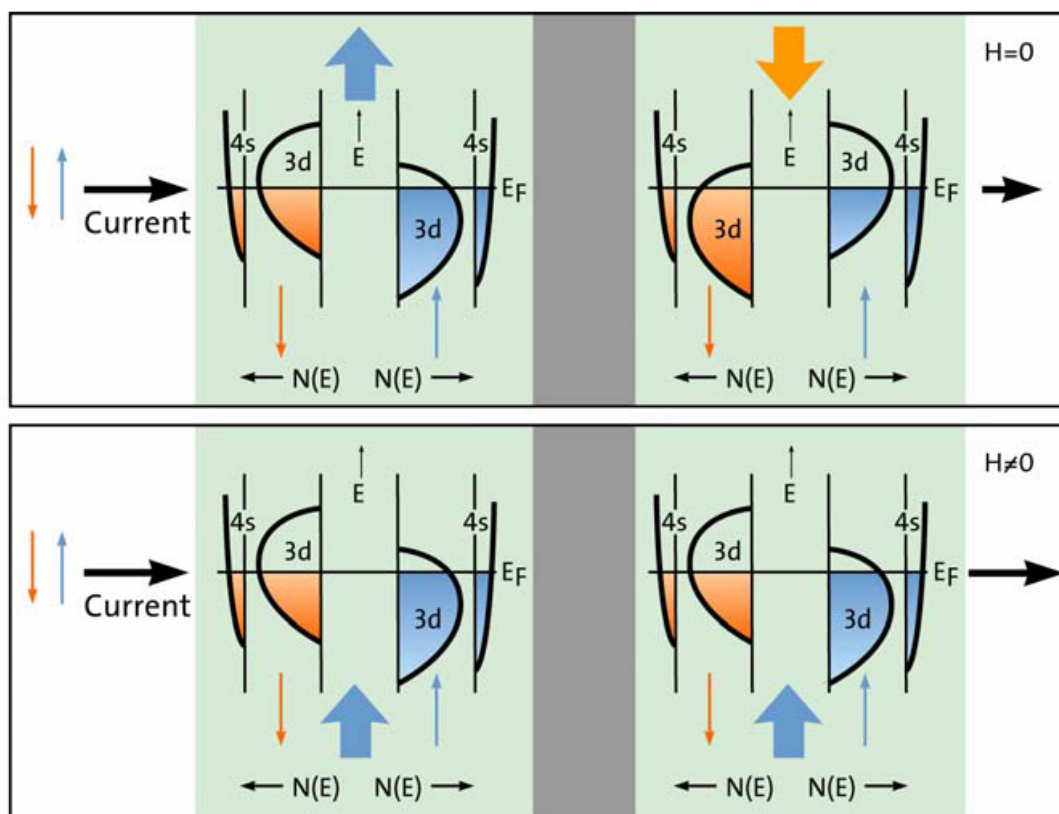


**Рис. 5.** Схематическое изображение поведения обменного взаимодействия как функции расстояния.

виях. Эта обширная работа имела большое значение для дальнейшей разработки и прикладного применения ГМС-эффекта [20, 21, 22].

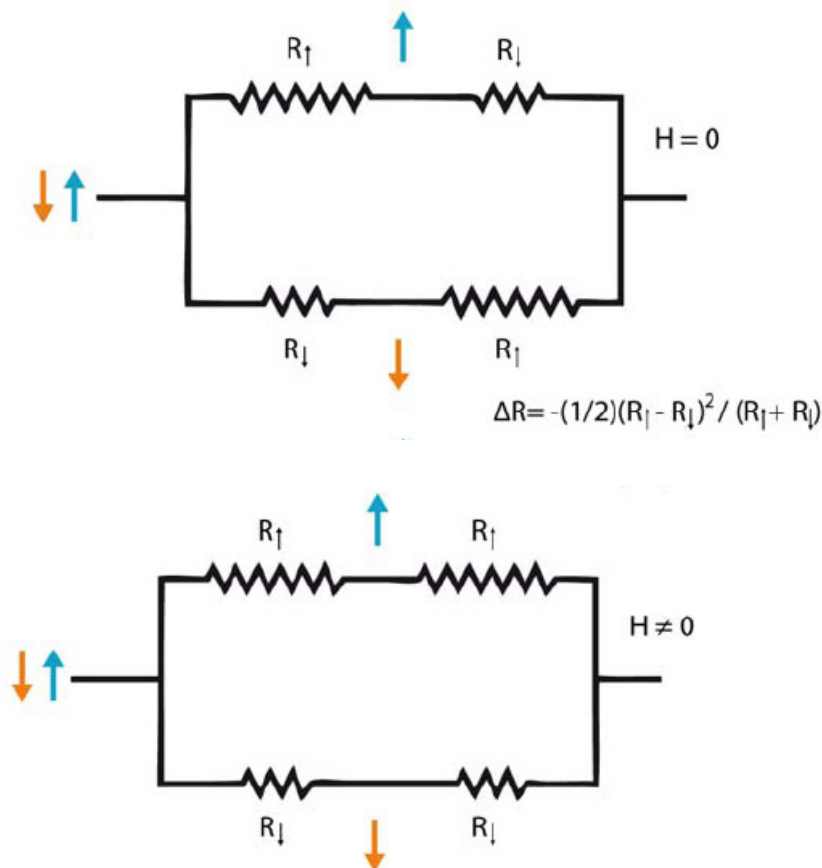
### **3. Гигантское магнитосопротивление**

Сопротивление ГМС-устройства может быть понято, исходя из следующей, несколько упрощенной картины. На рис. 6 схема магнитной конфигурации для ФМ/НМ/ФМ (ферромагнетик/ неферромагнетик/ ферромагнетик) мультислоя изображена вместе с соответствующей электронной плотностью состояний для двух ферромагнитных сторон (ФМ). При отсутствии магнитного поля (вверху) оба ФМ-слоя разделены друг от друга таким образом, что они имеют противоположные направления намагниченности. В присутствии магнитного поля (внизу) намагниченности ФМ-слоев будут параллельны. Электрический ток в этом случае проходит сквозь систему при обеих конфигурациях. Как уже говорилось выше, ток, проходящий сквозь ФМ слой, состоит из двух видов – «спин вверх» ток и «спин вниз» ток – и сопротивление для этих двух токов будет различно. Когда электрон покидает первый железный слой и входит в немагнитный металл, происходят дополнительные процессы рассеивания, приводящие к добавочному сопротивлению. Поскольку «спин вверх» и «спин вниз» частицы имеют различную плотность состояний на уровне Ферми (или скорее, они происходят из энергетических уровней с различным характером), сопротивление – не только внутри ФМ слоев, но и то, которое возникает на границе ФМ/НМ,- будет разным для двух спинов. Внутри НМ-слоя спины «вверх» и «вниз» будут испытывать одинаковое сопротивление, но вообще оно будет низким по сравнению с сопротивлением в ФМ слоях и на границах ФМ/НМ, и в данном случае им можно пренебречь.



**Рис. 6.** Схематическое изображение электронной структуры трехслойной системы из двух ферромагнитных слоев (светло-голубые) и промежуточного слоя из немагнитного материала (серый цвет). В верхней части показан случай, когда внешнее магнитное поле отсутствует ( $H=0$ ), т.е. когда два магнитных слоя имеют противоположные направления намагниченности (обозначенные толстыми стрелками, синей и оранжевой, вверх). В нижней части рисунка изображен случай, когда внешнее магнитное поле ( $H \neq 0$ ) принуждает обе намагниченности стать параллельными (две толстые синие стрелки вниз). Все четыре намагниченности одинаковы по величине.

Когда электроны входят во второй железный слой, они опять испытывают спин-зависимое рассеяние на границе НМ/ФМ. В конечном счете «спин вверх» и «спин вниз» электроны проходят сквозь второй железный слой с тем же сопротивлением, что и в первом железном слое, которое, разумеется, по-прежнему различно для двух спинов. Для упрощения, мы будем обозначать сопротивление для «спин вверх (вниз)» электронов через ФМ-слой и рассеивание на границе с НМ-слоем как  $R_{\uparrow}$  ( $R_{\downarrow}$ ). Так, если спиновые поляризации (намагниченности) двух слоев параллельны, т.е., в присутствии внешнего магнитного поля ( $H$ ), сопротивление для канала «спин вверх» будет  $2R_{\uparrow}$ , а для канала «спин вниз»  $-2R_{\downarrow}$ . Стандартное суммирование сопротивлений для параллельной конфигурации тока дает полное сопротивление,  $R_H$ , в присутствии внешнего магнитного поля, а именно:  $R_H = 2R_{\uparrow}R_{\downarrow}/(R_{\uparrow} + R_{\downarrow})$ .



**Рис. 7.** Та же физическая система, как на рис. 6. Здесь магнитные слои представлены сопротивлениями  $R_{\uparrow}$  и  $R_{\downarrow}$ . Совершенно очевидно, что полное сопротивление будет различно в этих двух случаях, т.е. наблюдается магниторезистивный эффект.

В случае  $R_{\uparrow} \gg R_{\downarrow}$  практически только самая низкая из четырех возможностей разрешит ток.

На нижней картинке, где намагниченности параллельны, сопротивление для «спин вверх» («спин вниз») электронов будет  $R_{\uparrow}(R_{\downarrow})$  в обоих магнитных слоях. На верхней картинке с антипараллельными намагниченностями «спин вверх» («спин вниз») электроны будут иметь сопротивление  $R_{\uparrow}(R_{\downarrow})$  в первом магнитном слое слева. Во втором магнитном слое сопротивление для «спин вверх» («спин вниз») электронов будет  $R_{\downarrow}(R_{\uparrow})$ , поскольку конфигурация намагниченности становится здесь прямо противоположной по сравнению с первым магнитным слоем.

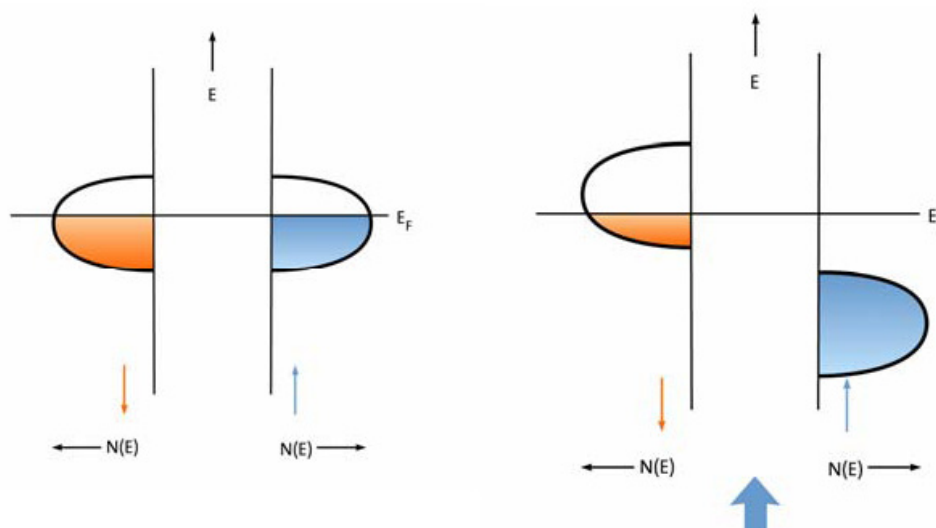
При отсутствии внешнего магнитного поля ( $H = 0$ ) два магнитных слоя будут иметь антипараллельную конфигурацию по отношению друг к другу (верхняя часть рис. 7). В этом случае первые рассеивания в левой части системы будут точно такие же, как прежде, и для нижней части рисунка. Однако, когда «спин вверх» электрон входит во второй ФМ слой, он оказывается в совершенно обратной ситуации: условия теперь точно такие, какие они были для «спин вниз» электрона в первоначальном ФМ слое. Таким образом, частица со спином вверх будет здесь испытывать полное сопротивление  $R_{\uparrow} + R_{\downarrow}$ . Воздействие на частицу со спином вниз будет таким же (но противоположным), и её сопротивление равно  $R_{\downarrow} + R_{\uparrow}$ . Полное сопротивление будет, соответственно,  $R_0 = (1/2)(R_{\uparrow} + R_{\downarrow})$ . Следовательно, разница в сопротивлении между двумя случаями (с магнитным полем, или без) равна:

$$\Delta R = R_H - R_0 = -(1/2)(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2 / (R_{\uparrow} + R_{\downarrow})$$

Итак, чем больше разница между  $R_{\uparrow}$  и  $R_{\downarrow}$ , тем отрицательное магнитосопротивление больше. Это выражение ясно показывает, что магниторезистивный эффект возникает из-за разницы между резистивными свойствами «спин вверх» и «спин вниз» электронов.

#### 4. Полуметаллы

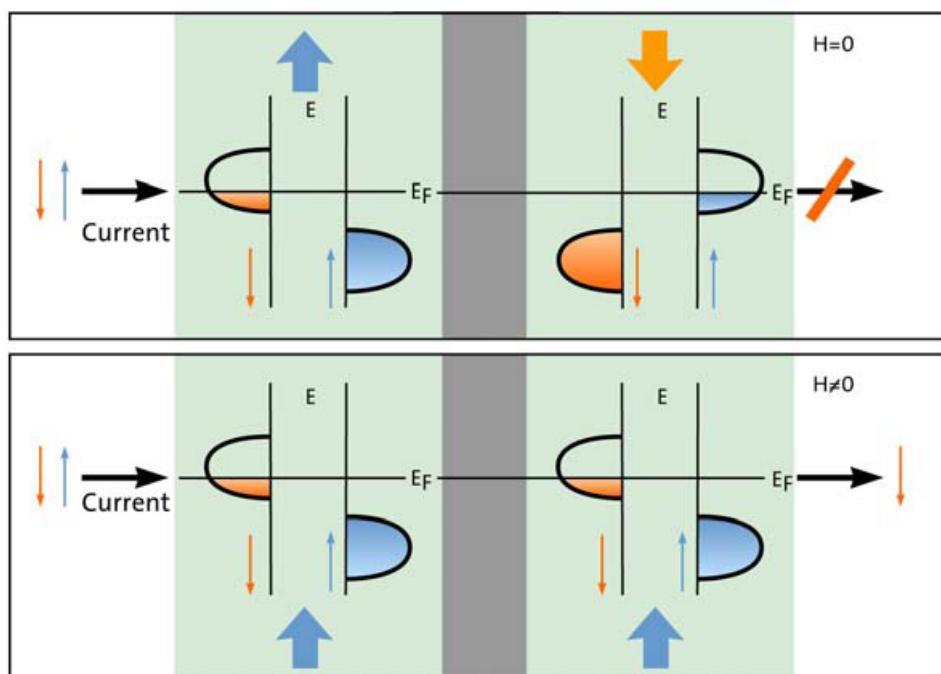
Так как магнитосопротивление имеет дело с электропроводимостью, то очевидно, что именно поведение электронов на уровне Ферми (определяемое граничной энергией Ферми) интересует нас в первую очередь. Чем более поляризована по спину плотность состояний (ПС) на уровне Ферми, т.е., чем больше  $N_{\uparrow}(E_F)$  отличается от  $N_{\downarrow}(E_F)$ , тем более резко выраженной эффективности магнитоэлектронных эффектов мы вправе ожидать. В этом отношении чрезвычайно интересный класс материалов представляют собой полуметаллы, - концепция, предложенная де Гроотом и сотрудниками (de Groot et al.) [23]. Подобное свойство было затем теоретически предсказано Шварцем (Schwarz) в 1986г. для  $\text{CrO}_2$ . Название «полуметалл» исходит из той характерной черты, что «спин вниз» зона ведет себя, как металл, а «спин вверх» зона – как изолятор. Это показано схематически на рис. 8. Ясно видно, что существует 100%-ная поляризация на уровне Ферми. Теоретическое предсказание для  $\text{CrO}_2$  было позднее подтверждено экспериментом [25, 26].



**Рис. 8.** Схема плотности состояний для немагнитного вещества (слева) и ферромагнетика  $\text{CrO}_2$  (справа). Как можно видеть, для случая ферромагнетика (справа) электроны со спином вниз (оранжевый цвет) располагаются в металлической зоне, между тем, как электроны со спином вверх (синий цвет) обнаруживают электронную структуру, типичную для изолятора. Суммарная спиновая поляризация показана толстой синей стрелкой.

На рис.9 показаны две ПС (спин вверх и спин вниз) для ферромагнитного состояния. Для трехслойной структуры из двух ферромагнитных полуметаллов и одного промежуточного немагнитного металлического слоя очень легко можно понять механизм, управляющий ГМС-эффектом. Если намагниченности обоих полуметаллов параллельны, ток будет состоять исключительно из электронов со спином вниз. Однако в случае антипараллельной намагниченности канал «спин вниз» будет полностью блокирован для тока. Поэтому маг-

нитное поле, которое может взаимозаменить эти две конфигурации, вызовет большое изменение сопротивления, т.е. покажет сильный магниторезистивный эффект. Увеличение магнитосопротивления для полуметалла  $\text{CrO}_2$  экспериментально подтвердили Hwang и Cheong [27].



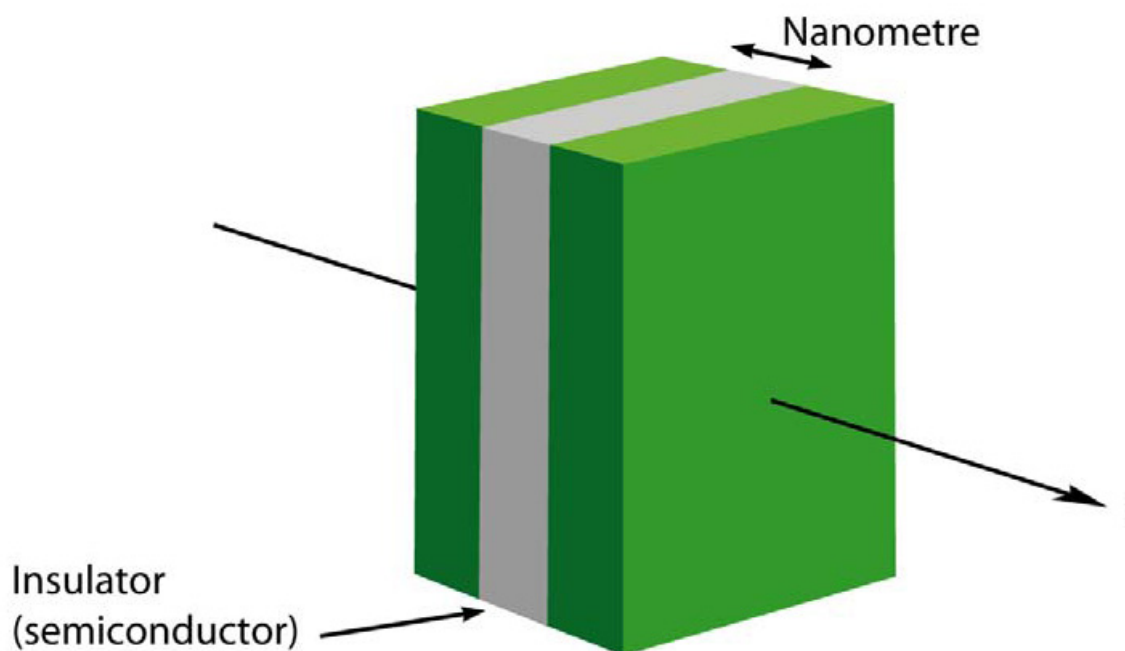
**Рис. 9.** Иллюстрация магниторезистивного эффекта для полуметалла. Два ферромагнитных полуметаллических слоя (голубой цвет) разделены слоем немагнитного металла (серый цвет). В отсутствии внешнего магнитного поля ( $H=0$ ) спиновые поляризации двух ферромагнетиков антипараллельны (толстая синяя и толстая оранжевая стрелка вверх). В присутствии внешнего поля ( $H \neq 0$ ) оба магнита обладают параллельной спиновой поляризацией (две синие толстые стрелки вниз рисунка). Как ясно видно, в верхнем случае тока не будет совсем. В нижнем случае будет только «спин вниз» ток.

## 5. Туннельное магнитосопротивление

Другим вариантом многослойных структур в данном контексте являются материалы, выращенные с чередованием слоев металла и изолятора. В этом случае изолирующий материал должен быть толщиной всего лишь в несколько моноатомных слоев, так, чтобы имела значительная вероятность, что электроны смогут квантово-механически совершать туннельный переход сквозь изолирующий барьер (рис. 10). Таким образом ток может быть пропущен через мультислой. Первое сообщение о такой системе сделал Жюльер (Jullier) [28]. Эта работа была выполнена для трехслойной структуры Fe/аморфный Ge/Co. Эксперименты проводились при низкой температуре, и эффект составлял около 14 %.



# Tunneling magnetoresistance (TMR)



**Рис. 10.** Туннельное магнитосопротивление (ТМС). Два ферромагнитных слоя разделены изолирующим слоем (I – электронный ток).

Следующую работу этого типа осуществили Maekawa и Gäfvert [29]. Они исследовали системы типа Ni/NiO/FM, где FM может быть Fe, Co, или Ni. Они обнаружили магнитосопротивление порядка нескольких процентов, опять-таки при низкой температуре. Долгое время эти два сообщения оставались практически незамеченными. В самом деле, только после открытия Ферта и Грюнберга внимание снова сосредоточилось на системах этого типа. Прорыв произошел в 1995 году, когда две группы сообщили о значительном прогрессе. Так, Moodera и его группа [30, 31] измеряли туннелирующие слои в системе CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co (или NiFe) и нашли, что сопротивление изменялось на 24% при 4,2 К и на 12 % при комнатной температуре. Аналогично, Miyazaki и Tetsuka [32] использовали композицию Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe и обнаружили изменение сопротивления на 30% и 18% при 4,2 К и комнатной температуре, соответственно. Сегодня стало обычным делом получать изменения порядка 50% при комнатной температуре. Это, на самом деле, выше, чем изменения сопротивления, найденные в «стандартных» ГМС материалах. В последнее время было показано, что барьеры Fe/MgO/Fe дают величины ТМС, которые иногда превышают 200% [33, 34, 35].

Благодаря лучшей работе магнитных туннельных систем, ожидается, что они станут предпочтительным материалом для технических применений. Их использование в изготовле-



нии некрatковременных магнитных запоминающих устройств с произвольной выборкой (МПВП – MRAM) особенно интересно, и MRAM-системы основанные на ТМС уже поступают на рынок. Можно ожидать, что технологии, основанные на ТМС станут доминировать по сравнению с ГМС-сенсорами. Однако именно открытие ГМС-эффекта проложило путь для ТМС-технологии.

## **6. Колоссальное магнитосопротивление**

Открытие эффекта ГМС в магнитных многослойных структурах возбудило повышенный интерес к поискам аналогичных эффектов в объемных веществах [36]. Так, фон Гельмольт (von Helmholtz) и его группа [37] обнаружили даже более сильный магниторезистивный эффект, чем ГМС, в некоторых марганцовых перовскитах. Эти материалы иногда относят к системам со смешанной валентностью. Джин (Jin) и сотрудники [38] также получили подобные эффекты, где приложение магнитного поля давало изменение сопротивления в несколько раз больше, чем для ГМС. Поэтому наблюдаемый эффект стал известен как колоссальное магнитосопротивление (КМС). Такие экстраординарные системы демонстрируют богатейшее разнообразие необычных свойств, где главную роль играют электронные связи. Тем не менее, представляется маловероятным, чтобы эти результаты стали технологически интересны, главным образом потому, что для этого требуются очень сильные магнитные поля.

## **7. Новейшие разработки**

Здесь мы упомянем лишь немногие из обширного числа областей исследования, которые представляют новейшие направления касательно спиновых материалов и их применения. Одной из таких областей, например, является изучение магнитных полупроводников, где группа Оно (Ohno) показала потенциальные возможности этих материалов [39, 40], используя полупроводники (Ga, Mn)As.

Другая область – спиновая инжекция. Здесь должна быть упомянута ранняя работа Джонсона, посвященная системам на основе металла [41, 42]. Инжекцию спина из металла-ферромагнетика в полупроводник успешно осуществили Zhu et al. [43] и Hanbicki et al. [44], используя Fe и GaAs.

Инжекцией спинов из магнитного полупроводника в немагнитный полупроводник занимались Ohno et al. [45] и Fiederling et al. [46]. Вопрос о том, насколько далеко спин-поляризованные электроны могут углубиться в материал, сохраняя свою спиновую поля-

ризацию, чрезвычайно важен; перспективную работу в этом направлении опубликовали Авшалом (Awschalom) и его коллеги [47, 48, 49].

В настоящее время очень интенсивно ведутся работы по магнитному переключению, индуцированному спиновыми токами. Интерес к нему возбудили две теоретические статьи, в которых было показано, что спиновый ток через магнитный мультислой может привести к перемене намагниченности на обратную [50, 51]. Это предсказание вскоре получило экспериментальное подтверждение [52, 53, 54]. Реализация индуцированных током перемещений границы домена [55, 56, 57] дает основу для идеи магнитной «Race-Track» памяти.

## **8. Заключение**

Открытие Альбертом Фертом и Питером Грюнбергом гигантского магнитосопротивления (ГМС) быстро получило признание научного сообщества. Исследование магнетизма стало модой и явило большое разнообразие новых научных и технологических возможностей. История ГМС наглядно демонстрирует, как неожиданное фундаментальное научное открытие может быстро привести к новым технологиям и коммерческим продуктам. Открытие ГМС распахнуло дверь в новую область науки, магнитоэлектронику (или спинтронику), которая оперирует одновременно двумя основными свойствами электрона, а именно, его зарядом и его спином. Появившаяся нанотехнология стала предпосылкой для открытия ГМС, теперь же, в свою очередь, является движущей силой для новых применений нанотехнологии. В этой области тесно переплетаются требовательные и увлекательные вызовы научных и технологических проблем, что придает сильнейший импульс научно-техническому прогрессу.

## Список литературы

1. W. Thomson, "On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron", *Proceedings of the Royal Society of London*, **8**, pp. 546–550 (1856–1857).
2. I.A. Campbell and A. Fert, "Transport Properties of Ferromagnets" in *Ferromagnetic Materials*, ed. E.P. Wohlfarth, North-Holland, Amsterdam, Vol. 3, p. 747 (1982).
3. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, "Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange", *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
4. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices", *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
5. See for example: J. Kübler, "*Theory of itinerant electron magnetism*", Clarendon Press, Oxford (2000) and P. Mohn, "*Magnetism in the Solid State*", Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2003).
6. C. Herring, "*Magnetism; a treatise on modern theory and materials*", Vol. **4**, series eds. G.T. Rado and H. Suhl, Academic Press, New York (1966).
7. N.F. Mott, "The Electrical Conductivity of Transition Metals", *Proc. Roy. Soc. A* **153**, 699 (1936).
8. A. Fert and I.A. Campbell, "Two-current conduction in nickel", *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1190 (1968).
9. I. Schuller, C.M. Falco, J. Williard, J. Ketterson, B. Thaler, R. Lacos, and R. Dee, "Transport Properties of the Compositionally Modulated Alloy Cu/Ni," *AIP Conference Proceedings* **53**, 417 (1979).
10. J.P. Renard and P. Beauvillain, "Interface Effects in Ultrathin Ferromagnetic Films", *Physica Scripta T* **19 B**, 405 (1987).
11. E. Vélú, C. Dupas, D. Renard, J.P. Renard, and J. Seiden, "Enhanced Magnetoresistance of Ultrathin (Au/Co)<sub>n</sub> Multilayers with Perpendicular Anisotropy", *Phys. Rev. B* **37**, 668 (1988).
12. H. Sato, P.A. Schroeder, J. Slaughter, W.P. Pratt Jr, and Abdul-Razzaq, "Galvanomagnetic Properties of Ag/M (M=Fe,Ni,Co) Layered Metallic Films", *Superlattices and Microstructures* **4**, 45 (1988).
13. C.F. Majkrzak, J.W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D.B. McWhan, Y. Yafet, and J.V. Waszczak, and C. Vettier, "Observation of a Magnetic Antiphase Domain Structure with Long-Range Order in a Synthetic Gd-Y Superlattice", *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2700 (1986).

14. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, and H. Sowers, “Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers”, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
15. J.E. Ortega, F.J. Himpsel, G.J. Mankey and R.F. Willis, “Quantum-Well States and Magnetic Coupling between Ferromagnets through a Noble-Metal Layer”, *Phys. Rev. B* **47**, 1540 (1993).
16. M.B. Salamon, S. Sinha, J.E. Cunningham, R.E. Erwin, J. Borchers, and C.P. Flynn, “Long-range incommensurate magnetic order in a Dy-Y multilayer”, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 259 (1986).
17. A. Heinrich, Z. Celinski, J.F. Cochran, W.B. Muir, J. Rudd, Q. M. Zhong, A.S. Arrott, K. Myrtle and J. Kirschner, “Ferromagnetic and Antiferromagnetic Exchange Coupling in bcc Epitaxial Ultrathin Fe(001)/Cu(001)/Fe(001) Trilayers”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 673 (1990).
18. S.S.P. Parkin, N. More and K.P. Roche, “Oscillations in Exchange Coupling and Magnetoresistance in Metallic Superlattice Structures – Co/Ru, Co/Cr and Fe/Cr”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
19. S.S.P. Parkin, “Systematic Variation of the Strength and Oscillation Period of Indirect Magnetic Exchange Coupling through the 3d, 4d, and 5d Transition Metals”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598 (1991).
20. B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin and B.A. Gurney, “Giant Magnetoresistance in Soft Ferromagnetic Multilayers”, *Phys. Rev. B* **43**, 1297 (1991).
21. A. Chaiken, C.J. Gutierrez, J.J. Krebs and G.A. Prinz, “Composition Dependence of Giant Magnetoresistance in Fe/Ag/CoxFe1-x Sandwiches”, *J. Magn. Magn. Mat.* **125**, 228 (1993).
22. D.E. Heim, R.E. Fontana, C. Tsang and V.S. Speriosu, “Design and Operation of Spin-Valve Sensors”, *IEEE Trans. on Magn.* **30**, 316 (1994).
23. R.A. de Groot, F.M. Mueller, P.G. van Engen, and K.H.J. Buschow, “New Class of Materials: Half-Metallic Ferromagnets”, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2024 (1983).
24. K. Schwarz, “CrO<sub>2</sub> predicted as a half-metallic ferromagnet”, *J. Phys. F*, **16**, L211 (1986).
25. K.P. Kämper, W. Schmitt, G. Güntherodt, R.J. Gambino and R. Ruf, “CrO<sub>2</sub> – A New Half-Metallic Ferromagnet?”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2788 (1987).
26. Y. Ji, G.J. Strijkers, F.Y. Yang, C.L. Chien, J.M. Byers, A. Anguelouch, Gang Xiao and A. Gupta, “Determination of the Spin Polarization of Half-Metallic CrO<sub>2</sub> by Point Contact Andreev Reflection”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 005585 (2001).

27. Y. Hwang and S.-W. Cheong, “Enhanced Intergrain Tunneling Magnetoresistance in Half-Metallic CrO<sub>2</sub> Films”, *Science* **278**, 1607 (1997).
28. M. Julliere, “Tunneling between Ferromagnetic Films”, *Phys. Lett. A* **54**, 225 (1975).
29. S. Maekawa and U. G fvert, “Electron Tunneling between Ferromagnetic Films”, *IEEE Trans. Magn. MAG* **18**, 707 (1982).
30. J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong and R. Meservey, “Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
31. J. Moodera and G. Mathon, “Spin polarized tunneling in ferromagnetic junctions”, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 248 (1999).
32. T. Miyazaki and N. Tezuka, “Giant Magnetic Tunneling Effect in Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe Junction”, *J. Magn. Magn. Mat.* **139**, L231 (1995).
33. S. Yuasa, A. Fukushima, T. Nagahama, K. Ando and Y. Suzuki, “High Tunnel Magnetoresistance at Room Temperature in Fully Epitaxial Fe/MgO/Fe Tunnel Junctions due to Coherent Spin-Polarized Tunneling”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, L588 (2004).
34. S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, “Giant room-temperature magnetoresistance in single crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions”, *Nature Materials* **3**, 868 (2004).
35. S.S.P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P.M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S.-H. Yang, “Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO(100) tunnel barriers”, *Nature Materials* **3**, 862 (2004).
36. R.M. Kusters, J. Singleton, D.A. Keen, R. McGreevy and W. Hayes, “Magnetoresistance measurements on the magnetic semiconductor Nd<sub>0.5</sub>Pb<sub>0.5</sub>MnO<sub>3</sub>”, *Physica* **155B**, 362 (1989).
37. R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Shultz, and K. Samwer, “Giant negative magnetoresistance in perovskitelike La<sub>2/3</sub>Ba<sub>1/3</sub>MnO<sub>x</sub> ferromagnetic films”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2331 (1993).
38. S. Jin, T.H. Tiefel, M. McCormack, R.A. Fastnacht, R. Ramesh, and L.H. Chen, “Thousandfold Change in Resistivity in Magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films”, *Science* **264**, 413 (1994).
39. H. Ohno, “Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic”, *Science* **281**, 951 (1998).
40. H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Diet, Y. Ohno, and K. Ohtani, “Electric-field control of ferromagnetism”, *Nature* **408**, 944 (2000).
41. M. Johnson and R.H. Silsbee, “Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection

- of spin magnetization in metals”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1790 (1985).
42. M. Johnson, “Bipolar Spin Switch”, *Science* **260**, 320 (1993).
  43. H.J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermaier, H.-P. Schönherr, and K.H. Ploog, “Room- Temperature Spin Injection from Fe into GaAs”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 016601 (2001).
  44. A.T. Hanbicki, B.T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou and A. Petrou, “Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor”, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1240 (2002).
  45. Y. Ohno, D.K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno and D.D. Awschalom, “Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure”, *Nature* **402**, 790 (1999).
  46. R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag and L.W. Molenkamp, “Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode,” *Nature* **402**, 787 (1999).
  47. J.M. Kikkawa, L.P. Smorchkova, N. Samarth and Awschalom, “Room-Temperature Spin Memory in Two-Dimensional Electron Gases”, *Science* **277**, 1284 (1997).
  48. I. Malajovich, J.J. Berry, N. Samarth and D.D. Awschalom, “Persistent sourcing of coherent spins for multifunctional semiconductor spintronics”, *Nature* **411**, 770 (2001).
  49. J.A. Gupta, R. Knobel, N. Samarth and D.D. Awschalom, “Ultrafast Manipulation of Electron Spin Coherence”, *Science* **292**, 2458 (2001).
  50. J.C. Slonczewski, “Current-driven excitation of magnetic multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
  51. L. Berger, “Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current”, *Phys. Rev.* **54**, 9353 (1996).
  52. E. B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie and R.A. Buhrman, “Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices”, *Science* **285**, 867 (1999).
  53. J.A. Katine, F.J. Albert, and R.A. Buhrman, “Current-Driven Magnetization Reversal and Spin- Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
  54. F. J. Albert, J.A. Katine and R.A. Buhrman, “Spin-Polarized current switching of a Co thin film nanomagnet”, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3809 (2000).
  55. J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzić, A. Vaurès, A. Fert and G. Faini, “Switching a Spin Valve Back and Forth by Current-induced Domain Wall Motion”, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 509 (2003).
  56. M. Tsoi, R.E. Fontana and S.S.P. Parkin, “Magnetic Domain Wall Motion Triggered by an Electric Current”, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2617 (2003).

57. M. Kläui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J.A.C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C.A.F. Vaz, L. Vila and C. Vouille, “Direct Observation of Domain-Wall Configurations Transformed by Spin Currents”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 026601 (2005).
58. For further references see L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner and S. Parkin, “Resonant Amplification of Magnetic Domain-Wall Motion by a Train of Current Pulses”, *Science* 315, 5818 (2007), and S.S.P. Parkin, U.S. Patent 6,834,005 (2004).