

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

физический факультет

кафедра физики полупроводников и микроэлектроники

курсовая работа

Спинтроника – новое направление в электронике

Выполнил: студент 3 курса,

Ефимов Николай Николаевич

Руководитель: доцент, к.х.н.

Битюцкая Лариса Александровна

ВОРОНЕЖ 2005г.

Реферат:

Ефимов Н.Н. Спинтроника – новое направление в электронике. – Курсовая работа, Воронеж, ВГУ, 2005. – 30 с., 6 илл., 2 табл., лит. 10.

В работе рассмотрены основные магнито-электрические эффекты в магнитных полупроводниках и приборы основанные на спиновых эффектах.

Ключевые слова:

спинтроника, спин-транспортная электроника, ферромагнитные полупроводники, разбавленные магнитные полупроводники, полумагнитные полупроводники, магнитные материалы.

Оглавление

1. Введение.....	4
2. Аналитический обзор	5
2.1. Принципы спин – транспортной электроники	5
2.1.1. Об определении спинтроники	5
2.1.2. Основные направления развития спинтроники	6
2.2 Спиновые взаимодействия в полупроводниках	7
2.2.1. Общие представления о магнитных полупроводниках	7
2.2.2. Диполь – дипольное взаимодействие (спин-спиновое)	7
2.2.3. Спин-орбитальное взаимодействие	8
2.2.4. Обменное взаимодействие	9
2.2.5. Косвенное спиновое взаимодействие	11
2.2.6. Сверхтонкое взаимодействие электронов и ядерных спинов	14
2.3. Магнитные материалы	15
2.3.1. Основные характеристики	15
2.3.2. Пара-, Диа-, Ферро- магнетики.....	17
2.3.3. Магнитные полупроводники.	20
2.4. Основные спиновые эффекты	25
2.4.1. Инжектирование спинов	25
2.4.2. Сверхгигантский эффект магнитосопротивления	28
2.4.3. Спиновый ток	30
2.5. Приборы спинтроники	31
2.5.1. Спиновый диод.....	32
2.5.2. Спиновый транзистор Датта-Даса.....	33
3. Заключение.	36

1. Введение

Вторую половину XX века без преувеличения можно назвать эрой микроэлектроники. В течение этих 50 лет мир был свидетелем технологической революции, ставшей возможной благодаря цифровой логике и базирующимся на ней информационным технологиям. Однако в любых устройствах, от первого транзистора до современных поражающих своими вычислительными возможностями микропроцессоров, микроэлектроника в основном использует только одно свойство электрона – его заряд. В то же время электрон имеет еще одну, правда, сугубо квантово-механическую характеристику – собственный угловой момент, или спин (и связанный с ним магнитный момент), – которая вплоть до недавнего времени не пользовалась особым вниманием разработчиков и исследователей. Сегодня ситуация меняется, и на авансцену выходит новая технология, получившая название "спинтроника" (spintronics – от spin transport electronics или spin-based electronics).

Спин (от англ. spin – верчение, кружение) можно было бы представить как результат вращения частицы вокруг своей оси, однако, несмотря на наглядность такого представления и очевидный смысл самого термина, классическая физика не может объяснить появление спина в результате вращательного движения частиц в трехмерном пространстве.

Спинтроника – устоявшийся термин, но существуют разные его толкования: электроника переноса спина (spin transport electronics), электроника, основанная на спине (spin-based electronics), или просто спин-электроника (spin-electronics). Магнитным спином обладают не только электроны, но и некоторые другие элементарные частицы, а также ядра атомов. В наше время спинтроника изучает магнитные и магнитооптические взаимодействия в полупроводниковых структурах, динамику и когерентные свойства спинов в конденсированных средах, а также квантовые магнитные явления в структурах нанометрового размера. Наряду с ранее известными магнетиками по мере развития спинтроники появились новые – магнитные

полупроводники, вещества, которые одновременно могут быть магнитами, полупроводниками и оптическими средами.

Целью работы является рассмотрение физических принципов нового направления в микроэлектронике – спинтронике и основных типов приборов на основе спиновых эффектов.

2. Аналитический обзор

2.1. Принципы спин – транспортной электроники

В настоящее время наука – спинтроника проходит процесс формирования и, как любая наука в этот период, она не имеет (пока) четких определений и моделей.

2.1.1. Об определении спинтроники

Термин спинтроника (spintronics – англ.) появился впервые в 1998 г. в совместном пресс релизе лабораторий Белла и Йельского университета, в котором была сформулирована задача создания устройств, сохраняющих информацию в атомах вещества, где биты кодировались бы электронными спинами. В Агентстве перспективных исследований министерства обороны США спинтроника определяется как спинтранспортная электроника. Согласно другим определениям спинтроника – это наука, для которой принципиальное значение имеет взаимосогласованное поведение заряда и спина электрона; «это электроника на электронных спинах, в которой не заряд электрона, а его спин является передатчиком информации, что формирует предпосылки для создания нового поколения приборов, объединяющих стандартную микроэлектронику и спин зависимые эффекты»; «это наука об управлении электрическим током в полупроводниках и гетероструктурах за счет изменения ориентации электронных и ядерных спинов в магнитных и электрических полях»; «это новая ветвь микроэлектроники, где спин и заряд электрона представляют собой активный элемент для хранения и передачи информации, интегральных и

функциональных микросхем, многофункциональных магнитооптоэлектронных устройств».

2.1.2. Основные направления развития спинтроники

Спинтроника развивается по следующим основным направлениям:

- 1) изготовление магнитных наноструктур, включая новые материалы, тонкие пленки и гетероструктуры, а также многофункциональные материалы;
- 2) магнетизм и спиновый контроль магнитных наноструктур, теории ферромагнитного обмена в разбавленных магнитных полупроводниках, туннельных эффектов и спиновой инжекции, транспорта и детектирования магнетизма;
- 3) магнитоэлектроника и приборы на основе эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) [4,5], туннельные устройства, полупроводниковые гетероструктуры для инжекции спинов, их транспорт и детектирование, импульсный ферромагнетизм;
- 4) магнитооптические свойства магнитных полупроводниковых гетероструктур на постоянном токе и с временным разрешением, оптическая спиновая инжекция и детектирование, оптически индуцированный ферромагнетизм, сверхбыстрые магнитооптические переключатели; передача квантовой информации;
- 5) распознавание образов; получение изображений и метрология, включая магнитное распознавание образов и аномальный эффект Холла;
- 6) приборостроение и прикладные исследования.

В настоящей работе рассмотрены основные магнито-электрические эффекты в магнитных полупроводниках и приборы основанные на спиновых эффектах.

2.2 Спиновые взаимодействия в полупроводниках

2.2.1. Общие представления о магнитных полупроводниках

Зонная структура магнитного полупроводника отличается от двухзонной структуры обычных полупроводников, металлов и диэлектриков наличием особой - третьей зоны (рис. 1), которая образуется электронными d- и f-оболочками атомов переходных или редкоземельных элементов. В обычных условиях спины с различной ориентацией компенсируют друг друга, поэтому спиновый ток равен нулю.

Если спины всех частиц принимают одну и ту же ориентацию, возникает макроскопическая намагниченность вещества. Электроны с заданным состоянием спина называют также поляризованными электронами.

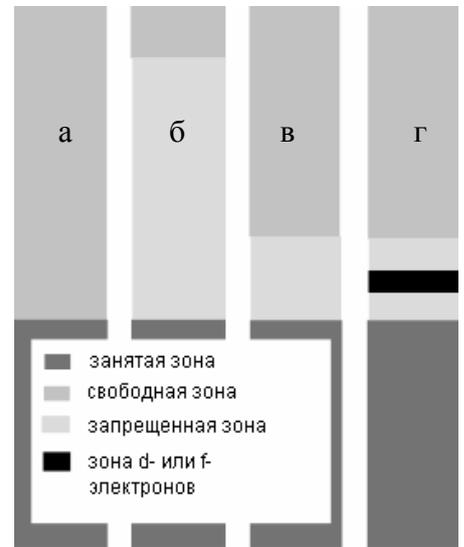


Рисунок 1. Зонная структура проводников (а), диэлектриков (б), полупроводников (в) и магнитных полупроводников (г).

2.2.2. Диполь – дипольное взаимодействие (спин-спиновое)

Диполь-дипольное или спин-спиновое взаимодействие — это прямое взаимодействие спиновых магнитных моментов электронов, пропорциональное произведению магнитных моментов и обратно пропорциональное кубу расстояния между ними. Будучи пропорциональным $(v/c)^2$ (v – скорость электрона, c – скорость света), диполь-дипольное взаимодействие слишком слабо, чтобы играть какую-то роль в полупроводниках. Его величина составляет примерно 1 К для пары электронов на соседних узлах кристаллической решетки. С энергией спин-спинового взаимодействия сравнима по порядку величины малая энергия взаимодействия спинового магнитного момента электрона с полем анизотропии. Но именно слабость спин-спинового

взаимодействия играет большую роль в полезных свойствах некоторых магнитных полупроводников. В разбавленных магнитных полупроводниках роль прямого спин-спинового взаимодействия ослабевает настолько, что их намагниченность можно легко изменять экспериментально достижимыми внешними магнитными полями. Сравнительно слабые магнитные поля влияют на характеристики разбавленных магнитных полупроводников сильнее, чем на параметры традиционных магнитных полупроводников.

2.2.3. Спин-орбитальное взаимодействие

Спин-орбитальное взаимодействие — это взаимодействие спинового магнитного момента электрона с магнитным моментом его собственного орбитального движения. Причина спин-орбитального взаимодействия в том, что электрон, движущийся со скоростью v в электрическом поле напряженности E , «видит» магнитное поле с магнитной индукцией

$$\vec{B} = \frac{v}{c} \times \vec{E} = \frac{1}{cm} \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} (\vec{r} \times m\vec{v})$$

(c – скорость света). В таком магнитном поле электрон с магнитным моментом $\vec{\mu} = g\mu_B \cdot \vec{s}$ обладает дополнительной энергией спин-орбитального взаимодействия $\vec{\mu} \vec{B} = \lambda \vec{l} \cdot \vec{s}$ (λ – константа спин-орбитального взаимодействия). Вследствие спин-орбитального взаимодействия на спин движущегося электрона или дырки могут действовать и статическое, и переменное внешние электрические поля.

В полупроводниках спин-орбитальное взаимодействие на несколько порядков сильнее, чем в атомах или металлах, поэтому оно может проявляться даже в диапазоне тепловых скоростей электронов. Спин-орбитальное взаимодействие усиливается с увеличением заряда ядра; его энергия равна 0.04 и 0.29 эВ в полупроводниках Si и Ge. Зачастую это взаимодействие отвечает за релаксацию спинов и обеспечивает взаимозависимость переноса (транспорта) носителей тока и явлений, связанных со спином. Спин-орбитальное взаимо-

действие «связывает» спиновые и пространственные координаты электрона и ведет к появлению эффективного внутрикристаллического магнитного поля (поле магнитной анизотропии), так как орбитальное движение частицы связано с кристаллографическими направлениями. Частный вид такого взаимодействия описан для двумерных систем с асимметричным потенциалом. Потенциал такого рода возникает в канале кремниевого полевого транзистора. В этом случае формой потенциала можно управлять, подавая напряжение на базовый контакт транзистора, и, соответственно, изменять силу спин-орбитального взаимодействия. Возникающие в слоях РМП на подложках напряжения кристаллической решетки также влияют на спин-орбитальное взаимодействие. В зависимости от того, какое возникает напряжение – сжатия или растяжения – намагниченность РМП (ферромагнитная легкая ось) лежит или в плоскости ферромагнитного слоя, или в направлении его роста, т.е. поле магнитной анизотропии в РМП зависит и от деформаций кристаллической решетки.

2.2.4. Обменное взаимодействие

Обменное взаимодействие – это часть кулоновского взаимодействия между электронами, зависящая от перестановки двух электронов в силу принципа исключения Паули: $-\mathcal{J}\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2$. Такая зависимость от взаимной ориентации спинов «квантовая сила» возникает из-за разных орбитальных движений пары электронов, которые имеют тенденцию к образованию электронных конфигураций либо с отдаленными электронами, когда вероятность нахождения обоих электронов вблизи друг друга мала, либо со сближенными электронами, когда эта вероятность велика. При этом суммарный спин электронной пары, $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$, оказывается равным либо 1 (спиновый триплет), либо 0 (спиновый синглет). Обменная энергия (интеграл) J представляет собой полуразность энергий двух этих электронных конфигураций. Интенсивность обменного взаимодействия определяется

величиной кулоновского электростатического взаимодействия, но несколько меньше его среднего значения. Если имеется несколько электронов в электронной оболочке атома d- и f- оболочки атомов переходных металлов и редкоземельных элементов, их кулоновское отталкивание минимально при параллельной ориентации спинов, т.е. обменный интеграл $J_H > 0$ (внутриатомный обмен Хунда). В этом случае электронные конфигурации стремятся иметь максимально возможный суммарный спин (первое правило Хунда). По той же причине в изолированном атоме одинаково направлены спин s- и d-электрона атомной оболочки. При появлении магнитной примеси в немагнитном металле ситуация усложняется: спин s электрона проводимости может быть параллелен спину примесного d- электрона или антипараллелен. Результат зависит от внутриатомного отталкивания d- электронов, характеризуемого параметром Андерсона – Хаббарда U , и положения уровня примеси в энергетической зоне металла, причем образование не скомпенсированного магнитного момента облегчается при малой плотности электронов проводимости и малой степени ковалентности связи. Для ковалентного связывания энергетически выгодно орбитальное движение электронов с максимальной их плотностью между положительно заряженными ядрами, $J < 0$, так что ковалентная связь дает спиновый синглет. С возрастанием ковалентности связи в ряду анионов F^- , O^{2-} , S^{2-} , Se^{2-} для $M^{3+}-An-M^{3+}$ и $M^{4+}-An-M^{4+}$ (An – анион) обменный интеграл J растет. Взаимная ориентация спинов и, в конечном счете, ферромагнетизм определяются обменным взаимодействием атомов примесного металла Mn^+ , которое, однако, не определяет направление суммарного спина относительно кристаллографических осей. Вырождение суммарной намагниченности кристалла относительно кристаллографических осей частично снимается спин-орбитальным взаимодействием. Кинетическая энергия электронов в сочетании с принципом Паули стремится разрушить спиновый порядок; температура, при которой исчезают ферромагнитные свойства, называется температурой Кюри.

В полупроводниках прямое обменное взаимодействие между делокализованными электронами или дырками не играет большой роли из-за их малой плотности и резкого (экспоненциального) ослабления обменного взаимодействия с расстоянием. Исключение составляют некоторые концентрированные магнитные полупроводники с весьма низкими температурами Кюри и границы раздела полупроводник – ферромагнетик, существенные для явлений спиновой инжекции. Для магнитных полупроводников иногда феноменологически вводят обменное взаимодействие локализованных d- или f- электронов с электронами проводимости (sd) взаимодействие, характеризуемое параметром обмена J_{sd} или валентными дырками (pd) взаимодействие с параметром обмена J_{pd} . Из-за особенностей распределения электронной плотности в энергетических зонах полупроводников электроны движутся по магнитным катионам, тогда как дырки – по немагнитным анионам; поэтому ферромагнитный обмен локализованных электронов с электронами проводимости должен превышать их антиферромагнитное обменное взаимодействие с дырками в валентной зоне: $J_{sd} > |J_{pd}|$.

2.2.5. Косвенное спиновое взаимодействие

Косвенные спиновые взаимодействия. В кристалле прямое спиновое взаимодействие удаленных атомных остовов (электронных конфигураций), например примесных магнитных ионов в полупроводнике, ничтожно. Спиновое взаимодействие между подобными ионами осуществляется посредством возмущения состояний электронов на промежуточных атомах, общих для этих ионов. Если обобществленные электроны находятся, например, на немагнитных анионах (F^- , O^{2-} , S^{2-} , Se^{2-} и др.), участвуя в химической связи между одинаковыми магнитными ионами М (типа $M^{3+}-An-M^{3+}$ и $M^{4+}-An-M^{4+}$ в перовскитах $LaMO_3$ и $CaMO_3$ или $Cr^{3+}-F-Cr^{3+}$ в CrF_3), то возникает перекрытие орбиталей электронов, локализованных на магнитных ионах. В этом случае возможен перенос электрона от одного иона на другой с кинети-

ческой энергией t . В случае полупроводников, легированных магнитными примесями, появление интеграла переноса t обязано прямому перекрыванию примесных орбиталей (волновых функций). Оказываясь на занятой орбитали другого иона, электрон с противоположным спином приобретает дополнительную энергию электростатического отталкивания $U \gg t$, и энергия электронной пары определяется конкуренцией между кинетической энергией переноса и энергией отталкивания электрона на одной орбитали:

$$E = 2\alpha t + \alpha^2 U$$

(α – перекрывание орбиталей локализованных электронов). Минимизация дает энергию, необходимую для разупорядочения спинов: $E = -t^2/U$. Так, для двух локализованных электронов стабилизируется антипараллельная ориентация их спинов с антиферромагнитным обменным интегралом $J = -4t^2/U < 0$. Такое косвенное обменное взаимодействие называют (кинетическим) сверхобменом, или суперобменом по Андерсону. Механизм двойного обмена неоднократно уточняли. Иногда этот тип магнитного обмена между парой ионов с разной валентностью называют (ферромагнитным) обменом Зинера, хотя для ядерного ферромагнетизма он предлагался ранее Фрелихом и Набарро. Феноменологическую sd -модель использовал и Зинер. Механизм двойного обмена называют механизмом Вонсовского – Зинера. Этот механизм был обобщен на случай ферромагнитных полупроводников с магнитной подрешеткой и антиферромагнитных полупроводников. Механизмы сверхобмена и двойного обмена использовали для описания ряда магнитных полупроводников с собственной решеткой магнитных ионов, т.е. применительно к концентрированным магнитным проводникам. Сверхобмен, ответственный за антиферромагнетизм, осуществляется между магнитными ионами с разными проекциями спинов и одинаковыми зарядами; при сверхобмене снимается вырождение по энергиям виртуального состояния с двумя электронами и большой энергией U . Сверхобмен приводит к антиферромагнетизму в полупроводниковых соединениях переходных металлов со сравнительно низкими температурами Нееля.

Двойной обмен, ответственный за ферромагнетизм, осуществляется между ионами с разными зарядами при помощи делокализованных электронов; при двойном обмене снимается вырождение реальных состояний по энергиям за счет перехода через виртуальное состояние аниона. Поэтому механизм двойного обмена неприменим к описанию ферромагнетизма в полупроводниках, где магнитные примеси обладают целочисленной валентностью. Несмотря на принципиальное различие КМП со смешанной валентностью и РМП с целочисленной валентностью, при исследовании последних часто применяют механизм двойного обмена. Иногда постулируется наличие двух обменных контактных взаимодействий между примесными d-электронами и коллективизированными s- и p- электронами. Вследствие распределения плотностей делокализованных носителей в зоне проводимости и валентной зоне такой обмен должен быть ферромагнитным в зоне проводимости ($J_{sd} > 0$) и антиферромагнитным в валентной зоне ($J_{pd} < 0$).

Необоснованное применение механизма двойного обмена привело к предсказанию высоких ТС только в РМП p- типа, что противоречит таким фактам как наличие высокотемпературного ферромагнетизма в некоторых магнитных полупроводниках n- типа, например $(\text{Ga},\text{Mn})\text{N}$, и высокотемпературных магнитных полупроводниках, подобных $(\text{CdGe},\text{Mn})\text{P}_2$. Недавние эксперименты по циклотронному резонансу в РМП в магнитных полях до 500 Тл на пленках $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($0 < x < 2.5$) p- типа, выращенных на подложке GaAs методом молекулярнолучевой эпитаксии, свидетельствуют об отсутствии двойного обмена в РМП. Для магнитных примесей в полупроводниках весьма важен учет энергии туннелирования V примесного d- электрона в зону коллективизированных носителей и обратно на другой атом примеси. Параметр V отражает степень гибридизации локализованных и делокализованных электронов, являясь фактически мерой ковалентности их связи, т.е. параметр гибридизации – одноэлектронная энергия. В РМП и ВТФП величина параметра гибридизации примесных d- электронов и коллективизированных p-

дырок ($V_{pd} > 1$ эВ) сравнима с шириной зоны тяжелых дырок. Важно, что туннелирование происходит без изменения значения проекции спина

2.2.6. Сверхтонкое взаимодействие электронов и ядерных спинов

Сверхтонкое взаимодействие электронных и ядерных спинов имеет, как и спин-орбитальное взаимодействие, релятивистскую природу. Для полупроводников оно предоставляет дополнительную, по сравнению с металлами, возможность управлять спином электрона не только внешним магнитным полем, но и полем ядер атомов, находящихся в решетке полупроводника. А. Оверхаузер описал взаимодействие электронных и ядерных спинов в конденсированном веществе, исходя из контактного взаимодействия между ними в изолированных атомах сверхтонкое взаимодействие Ферми. Его можно представить в виде

$$A\vec{S}\sum_i \vec{I}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \equiv g\mu_B \vec{B}_n \vec{S},$$

где $\delta(\vec{r})$ – дельта функция Дирака, суммирование осуществляется по положениям \vec{r}_i всех атомных ядер со спинами \vec{I}_i , g – гиромагнитное отношение для электрона, A – константа СТВ. Это взаимодействие эквивалентно существованию долгоживущего мощного магнитного поля \vec{B}_n (поле Оверхаузера), действующего на электронный спин S со стороны поляризованных по спину ядер, распределенных в некоторой области материала. В полупроводниках времена спиновой релаксации ядер весьма велики (102 – 103 с при гелиевых температурах) и намного превышают время спиновой релаксации электронов ($\sim 10 - 7$ с). Это означает, что ядерная деполяризация протекает медленнее по сравнению с электронной. Величина поля Оверхаузера может быть большой, она зависит от типа атомов (через константу СТВ A) и степени поляризации ядерных спинов. В связи с важностью СТВ электронных спинов с ядерными можно выделить в отдельную ветвь ядерную спинтронику. Вместо электронного спина можно использовать спин атомных ядер. В принципе можно создать устройство, в котором свет переносит информацию к ядрам

через электроны. Такая ядерная память будет на много порядков плотнее и быстрее, чем традиционная запись информации на полупроводниках. Возможно объединение электроники, фотоники и магнетизма в спиновую фотонику для создания приборов, работающих на частотах порядка терагерц.

2.3. Магнитные материалы

Магнитные материалы – не новость их давно используют. Существует много приборов, основанных на магнитных материалах. В основном это устройства магнитной памяти. Магнитные материалы в других областях микроэлектроники не получили широкого распространения т.к. обычная электроника работает со статистическим ансамблем электронов, а следовательно работают законы статистики и классической физики. Уменьшение размеров приводит к появлению размерных эффектов, начинает проявляться принцип неопределенности.

2.3.1. Основные характеристики

Все вещества в природе являются магнетиками, т. е. обладают определенными магнитными свойствами и взаимодействуют с внешним магнитным полем. Магнитные свойства различных материалов объясняются движением электронов в атомах, а также тем, что электроны и атомы имеют постоянные магнитные моменты. Вращательное движение электронов вокруг ядер атомов аналогично действию некоторого контура электрического тока и создает магнитное поле. Магнитный момент, создаваемый магнитным полем, является векторной величиной, направлен от южного полюса к северному и называется орбитальным. Электрон имеет магнитный момент, который называется спиновым.

Атом представляет собой сложную магнитную систему, магнитный момент которой является результирующей всех магнитных моментов электронов, протонов и нейтронов. Так как магнитные моменты протонов и

нейтронов существенно меньше магнитных моментов электронов, магнитные свойства атомов по существу определяются магнитными моментами электронов. У имеющих техническое значение материалов это прежде всего спиновые магнитные моменты.

Магнитные свойства материалов определяются:

1. магнитной восприимчивостью на единицу объема $\chi = M/H$ (где M – магнитный момент единицы объема, или намагниченность; H – внешнее магнитное поле, А/м в СИ);
2. относительной магнитной проницаемостью $\mu = B/\mu_0 H$ (где B – магнитная индукция, Тл; μ_0 – магнитная постоянная, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м);
3. температурой (точкой) Кюри, при нагреве до которой они переходят в парамагнитное состояние, т. е. теряют магнитные свойства.

Кроме того, магнитные свойства материалов характеризуются зависимостью магнитной индукции B от напряженности магнитного поля H , называемой кривой намагничивания. Во многих случаях для получения кривой намагничивания в качестве исходного принимают размагниченное состояние вещества, при котором в отсутствие внешнего магнитного поля индукция равна нулю. При циклическом перемагничивании кривая намагничивания образует петлю гистерезиса (рис. 2).

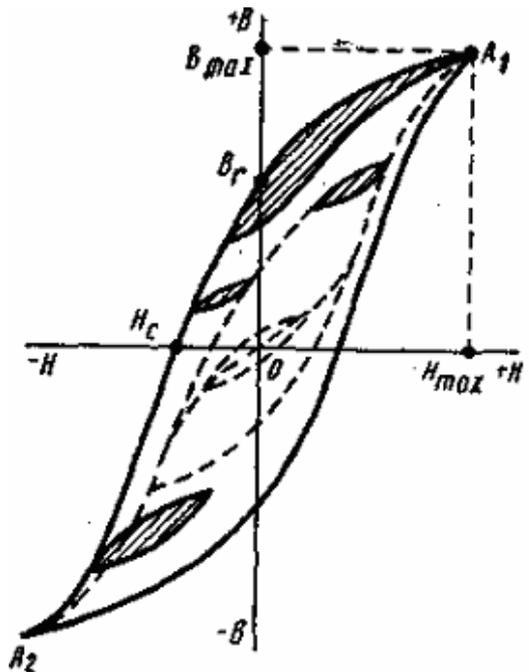


Рисунок 2. Петля гистерезиса

Основными характеристиками петли гистерезиса являются остаточная индукция B_r , коэрцитивная сила H_c и площадь, характеризующая потери на гистерезис. Остаточная индукция B_r – это индукция, которая остается в предварительно намагниченном образце после снятия внешнего магнитного поля. Коэрцитивная сила H_c – это размагничивающее поле, которое должно

быть приложено к предварительно намагниченному образцу, чтобы его индукция стала равной нулю.

Форма петли гистерезиса конкретного материала зависит от максимальной напряженности магнитного поля. При слабых полях она имеет форму эллипса, а с увеличением поля у нее начинают вытягиваться «носики», соответствующие точкам A_1 и A_2 . Некоторые магнитные материалы специального назначения имеют прямоугольную петлю гистерезиса (ППГ).

В зависимости от магнитных свойств, все материалы можно разделить на три группы: диамагнетики, парамагнетики и обладающие упорядоченной магнитной структурой.

2.3.2. Пара-, Диа-, Ферро- магнетики

Диамагнитные материалы состоят из атомов, не имеющих магнитного момента, т. е. все магнитные моменты частиц в которых скомпенсированы. Магнитная восприимчивость диамагнетиков отрицательна, по абсолютному значению очень мала и не зависит ни от температуры, ни от напряженности магнитного поля. Диамагнетиками являются все инертные газы, водород, большинство органических материалов, вода, некоторые металлы (например, Cu, Zn, Ag, Au, Be, Pb, Hg) и полупроводники (например, Se, Si, Ge).

Парамагнитные материалы отличаются тем, что, хотя их атомы и имеют магнитные моменты, они неупорядочены, пока материал не находится в магнитном поле. Так, внешне парамагнетики проявляют себя как немагнитные материалы. Под действием магнитного поля магнитные моменты атомов этих материалов ориентируются в направлении внешнего магнитного поля и усиливают его. Магнитная восприимчивость парамагнетиков положительна, имеет значение от 10^{-5} до 10^{-2} и не зависит от напряженности внешнего магнитного поля, но на нее значительно влияет температура. Относительная магнитная проницаемость парамагнетиков всегда больше единицы. К парамагнетикам относят кислород, некоторые металлы (например, Al, Cr, Na, Mg, Ta, Pt, W), их оксиды (например, CaO, Cr₂O₃, CuO).

Вещества с упорядоченной магнитной структурой отличаются тем, что обладают суммарным макроскопическим магнитным моментом даже при отсутствии внешнего магнитного поля. Магнитная восприимчивость их велика, положительна и сложным образом зависит от температуры и магнитного поля.

Диамагнитными и парамагнитными свойствами обладают вещества любых состояний (газ, жидкость, твердые тела). Только кристаллические вещества имеют магнитоупорядоченные структуры. В магнитном отношении кристаллы анизотропны, т. е. их свойства неодинаковы в различных кристаллографических направлениях, что определяет наличие осей легкого и трудного намагничивания. Степень анизотропии магнитных свойств зависит от совершенства кристаллической решетки. Кристаллы совершенной структуры (монокристаллы) отличаются большой анизотропией, а поликристаллические материалы являются изотропными, т. е. их магнитные свойства одинаковы во всех направлениях.

Магнитные материалы (как металлы, так и диэлектрики) широко используются в современной технике: энергетике, электротехнике, электронике, вычислительной технике, технике связи. Особое место занимают вещества высокой магнитной проницаемости – магнитные диэлектрики – ферриты. Так как эти вещества обладают большим удельным электрическим сопротивлением, а следовательно, малыми потерями на вихревые токи, их можно применять на очень высоких частотах. Ферриты представляют собой системы из оксидов железа и оксидов двухвалентных (реже – одновалентных) металлов, соответствующие общей формуле $MeO \cdot Fe_2O_3$ (где Me – двухвалентный металл). Многие ферриты имеют кубическую кристаллическую решетку, подобную решетке шпинели ($MgO \cdot Al_2O_3$).

Ферриты, обладающие наиболее интересными магнитными свойствами, представляют собой, как правило, твердые растворы нескольких простейших соединений, в том числе и немагнитных. Так, общая формула широко распространенных никель-цинковых ферритов имеет вид $g NiO \cdot Fe_2O_3 +$

$n \text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 + p \text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ (где коэффициенты g, n, p – количественные соотношения между компонентами).

Для ферритов характерны следующие два обстоятельства. Во-первых, даже при отсутствии внешнего поля энергетически выгодно антипараллельное расположение спиновых магнитных моментов соседних атомов или ионов ферритов. При этом суммарный магнитный момент не равен нулю. Следовательно, при отсутствии внешнего поля ферриты находятся в состоянии спонтанного (самопроизвольного) намагничивания.

Во-вторых, в ферритах имеется доменная структура. Под доменом понимают локальную область объема феррита, которая находится в состоянии спонтанного намагничивания, т. е. без действия внешнего магнитного поля. При этом направления магнитных моментов всех доменов равновероятны.

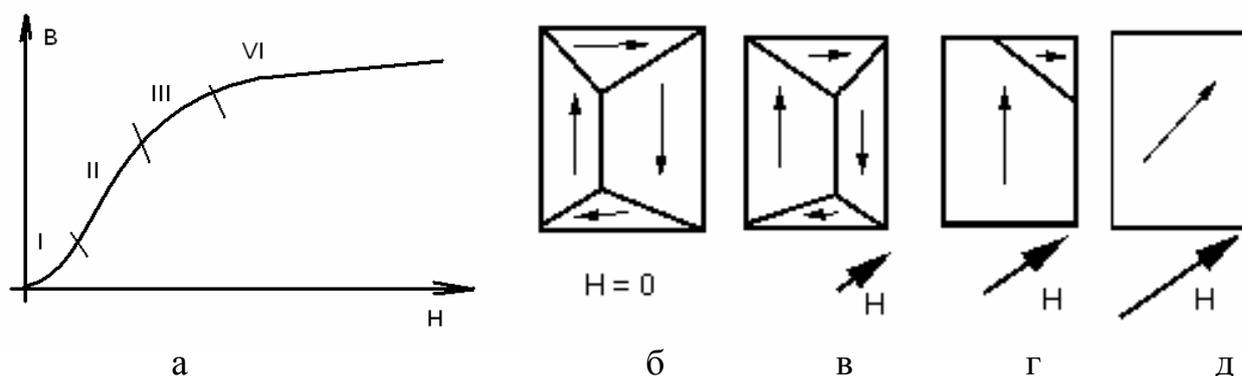


Рисунок 3. Кривая намагничивания феррита (а) и схемы ориентации спинов и доменах при отсутствии магнитного поля (б), намагничивания в слабом (в) и сильном полях (г) и при насыщении (д)

Домены разделены между собой граничными стенками, в которых происходит постепенное изменение направления намагниченности одного домена по отношению к направлению намагниченности другого соседнего. Реальные площади доменов некоторых ферритов составляют от 0,001 до 0,1 мм² при толщине граничных стенок между ними несколько десятков – сотен атомных расстояний. Размеры доменов особо чистых материалов могут быть больше.

Доменная структура оказывает сильное влияние на магнитные характеристики ферритов, что можно объяснить, рассмотрев их кривую намагничивания (рис. 3, а). Возрастание Индукции под действием поля обусловлено двумя основными процессами: смещением границ доменов и поворотом их магнитных моментов. Кривую намагничивания можно разбить на четыре области: I и II – обратимого и необратимого смещения доменных границ; III – вращения магнитных моментов доменов; IV – насыщения.

Ориентация спинов в доменах при отсутствии магнитного поля показана на рис. 3, б. При слабых полях (рис. 3, в) увеличивается объем доменов, магнитные моменты которых образуют наименьший угол с направлением внешнего поля. После снятия слабого поля доменные границы возвращаются в исходное положение. При сильных полях (рис. 3, г) смещение доменных границ носит необратимый, скачкообразный характер, и кривая намагничивания при этом имеет наибольшую крутизну. С ростом внешнего поля возрастает роль второго механизма намагничивания – механизма вращения, т. е. магнитные моменты доменов постоянно поворачиваются в направлении поля. Когда все магнитные моменты доменов сориентируются вдоль поля, наступает насыщение намагниченности (рис. 3, д).

В зависимости от размеров феррита, его физических свойств и других причин существуют различные доменные структуры: однодоменные, полосовые, лабиринтные, цилиндрические и др.

2.3.3. Магнитные полупроводники.

С этой точки зрения ранее известные магнитные полупроводниковые материалы (халькогениды редкоземельных элементов, магнитные халькошпинели) следовало бы называть полупроводниковыми магнетиками, поскольку при стехиометрическом составе они представляют собой ферромагнетики с собственной магнитной подрешеткой. Результатом работ по синтезу разбавленных магнитных полупроводников (РМП) $(\text{III}, \text{Mn})\text{V}$: сплавов $(\text{In}, \text{Mn})\text{As}$ и гетероструктур $(\text{In}, \text{Mn})\text{As}/(\text{Ga}, \text{Al})\text{Sb}$ – стал прорыв в технологии

получения новых ферромагнитных полупроводников с высокими температурами Кюри (T_C). В настоящее время для отличия РМП с преимущественно диамагнитными матрицами от прежних магнитных полупроводников последние называют концентрированными магнитными полупроводниками (КМП). Легирование их другими элементами не способно существенно изменить собственные физико-химические параметры, отличающиеся от свойств известных полупроводников, а расхождение с последними по кристаллическим решеткам резко ограничивает возможности использования в полупроводниковых устройствах и приборах.

В приборах спинтроники применяются материалы с гигантским магниторезистивным эффектом. Магниторезистивный эффект в тонкопленочных структурах заключается в том, что сопротивление магнитных пленок в магнитном поле зависит от относительной ориентации магнитных моментов в соседних ферромагнитных пленках, разделенных немагнитной прослойкой. Недавно открытый гигантский магниторезистивный (ГМР) эффект, определяемый отношением $R_{\max} - R_{\min}/R_{\min}$ (где R_{\min} и R_{\max} – сопротивления магнитных пленок при параллельной и антипараллельной ориентациях магнитных моментов в слоях) достигает десятки процентов при комнатной температуре. ГМР эффект наблюдается в:

- многослойных структурах, содержащих нанослои из ферромагнитных материалов и их сплавов Fe, Ni, Co, чередующихся с нанослоями из благородных металлов Cu, Ag, Au;
- гранулированных пленках, изготовленных из несмешивающихся магнитных и немагнитных полупроводников;
- многослойных спин-вентильных (два тонких магнитных слоя, разделенных тонким (25Å-30Å) слоем Cu) и спин-туннельных структурах (два тонких ферромагнитных металлических слоя, разделенных тонким диэлектрическим слоем);
- магнитных сэндвичей – спин-вентильные структуры без пиннингового слоя.

Кроме гигантского магнитосопротивления ГМР материалы характеризуются еще двумя параметрами, важными для практического использования: полем насыщения (магнитное поле, при котором магнитосопротивление достигает максимального значения) и чувствительностью (изменение сопротивления в полях, меньших поля насыщения).

Таблица 1. Типичные значения основных параметров ГМР материалов

Магнитные среды и структуры	Магнитосопротивление, %	Поле насыщения, Э	Чувствительность, %, Э
Материалы, обладающие анизотропным ГМР эффектом	2	5-20	0.4
Многослойные структуры	10-80	100-2000	0.1
Гранулированные пленки	8-40	800-8000	0.01
Спин-вентильные структуры	5-10	5-50	1.0
Спин-туннельные структуры	10-25	5-25	2.0
Сэндвичи	5-8	10-40	0.5
Материалы с эффектом колоссального магнитосопротивления (манганиты - LaSrMnO_3 , LaCaMnO_3 и другие)	100 при $T \ll 300\text{K}$	1000	0.1
Монокристаллические пленки Bi толщиной 20мкм	250 при 300К 380000 при 5К		0.2 при 300 К

Таблица 2. Свойства ГМР материалов в приборных структурах

Структура	Устройство	Параметры, D R/R, %	Исследователь
Co/AlGaAs (сверхрешетка из Co полосок шириной 200нм, высотой 120нм, периодом 500нм на поверхности гетероструктуры (AlGaAs))	Магнитные датчики ЗУ	~1000 (4К, 100мТл) ~1 (300К)	Univ. Nottingham (Великобритания)
Многослойные структуры NiFeCo/Cu(Ag)	Датчики	8 (300К)	Univ. Manchester (Великобритания)
Многослойные структуры FeNi/Co/Cu(Ag) (несвязанные системы)	Магнитные головки считывания/записи	Несколько % (5-50Гаусс)	
Многослойные структуры NiFe/Cu	Записывающие головки	9.5; полевая чувствительность 0.44%/Э	Lawrence Livermore National Lab.
Многослойные структуры FeNi/Cu/NiFe	Сенсорные устройства	10 (300К; поле насыщения ~ 1000Э)	Inst. Microelectronics (Румыния)
Многослойные структуры CoFe/Cu	Сенсорные устройства	~20 (поле насыщения 100-20Э) ~30	Fijitsu Lab. Ltd.
Многослойные структуры Cu/пермаллой на стеклянной ножке	Магнитные датчики для автомобильных систем контроля	10 (295К); отсутствие гистерезиса; поле насыщения <125Э; чувствительность 0.17%/Э)	Univ. Bielefeld (Германия)

Несмотря на некоторые преимущества материалов с колоссальным магнитосопротивлением (большие значения $R_{\max}-R_{\min}/R_{\min}$) ГМР материалы ближе к практическому применению.

2.4. Основные спиновые эффекты

2.4.1. Инжектирование спинов

Для устройств типа «спиновой памяти», «спинового транзистора» и «спинового квантового компьютера» необходимы инжекция спин-поляризованных электронов, достаточно большие времена спиновой релаксации в процессах электронного транспорта и детектирование спинового состояния электронов. Нужно уметь создавать электроны в квантовом состоянии с определенной ориентацией спина, сохранять это состояние в течение времени работы прибора, а затем считывать состояние электрона на выходе. Естественным решением задачи инжекции спинов в полупроводник казалось использование ферромагнитных инжекторных контактов из Fe, Co, Ni. Причина спиновой поляризации тока в ферромагнетике со свободными носителями – различие в плотности состояний электронов со спинами «вверх» и «вниз» и следующее отсюда различие в электрической проводимости для систем электронов с разнонаправленными спинами. Описанный способ инжекции спинов успешно реализован в системе ферромагнитный металл/сверхпроводник. Спиновая инжекция из ферромагнетика в нормальный металл впервые была предложена теоретически в работе, а экспериментально наблюдалась почти 10 лет спустя. Однако для системы ферромагнитный металл/полупроводник реализовать эту идею не удалось. Первые попытки инжектирования спинов электронов из ферромагнитного Ni в GaAs не имели успеха из-за несовершенства гетероструктур, хотя все же наблюдался эффект сильного изменения коэрцитивной силы при освещении такой структуры слабым световым потоком (всего $5 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$). При инжекции через контакт ферромагнитный металл/полупроводник электроны в полупроводнике имеют неравновесные спины, содержащие информацию о спинах электронов в ферромагнетике, т.е. спин электронов полупроводника может быть, например, детектором состояния магнитной пленки. В свою очередь, ориентацию электронных спинов в полупроводнике можно детектировать как оптически,

так и электрически. В то же время возможно управление магнитными свойствами ферромагнетиков, контактирующих с полупроводниками в гетероструктурах. Пока наибольшая эффективность инъекции из ферромагнитного металла в полупроводник (до 30%) получена лишь в экспериментах со сканирующим туннельным микроскопом. Одной из причин низкой эффективности инъекции спинов через границу металл/полупроводник (~1%) является большое различие между проводимостями этих материалов.

Эффективность спиновой инъекции можно повысить, используя барьеры Шоттки (электростатические барьеры, формируемые на границе металл/полупроводник из-за образования дефектов), которые могут действовать как туннельные барьеры, ослабляя влияние различия электрохимических потенциалов ферромагнитного металла и полупроводника на спин-поляризованный транспорт через границу. Это позволило достичь двухпроцентной эффективности спиновой инъекции в светодиод GaAs/(In,Ga)As из Fe-контакта при комнатной температуре. Для действенного решения проблемы необходимо, чтобы инжектором был ферромагнитный полупроводник или полупроводник, находящийся во внешнем магнитном поле. Тогда спиновая поляризация электронов может достигать практически 100% из-за обменного взаимодействия электронов проводимости с магнитной примесью. Вначале было предложено использовать легированные марганцем полупроводники II–VI с проводимостью, сравнимой с проводимостью немагнитного полупроводника, в который инжектируются спин-поляризованные электроны. Эффективность спиновой поляризации составила 50% для контакта (Zn,Mn)Se/GaAs, более 50% для (Cd,Mn)Te/CdTe и 86% – для спиновой инъекции из парамагнитного полупроводника $\text{Be}_x\text{Mn}_y\text{Zn}_{1-x-y}\text{Se}$ в светодиод с квантовой ямой AlGaAs/GaAs. Рекомбинация спин-поляризованных носителей заряда вызывает излучение циркулярно поляризованного света, по степени поляризации которого можно судить об эффективности спиновой инъекции. При использовании для инъекции магнитных полупроводников типа II–VI серьезные проблемы связаны с

необходимостью работы при низких температурах (< 10 К), так как эти материалы – парамагнетики и при фиксированном внешнем магнитном поле повышение температуры резко уменьшает их намагниченность. Очевидно, что для эффективной инжекции спинов необходимы ферромагнитные полупроводники, которые могли бы инжектировать, транспортировать и легко ориентировать спин-поляризованные носители в полупроводниковых гетероструктурах. Поэтому наиболее перспективными для использования в качестве спиновых инжекторов представляются ферромагнитные полупроводники с высокими температурами Кюри, технологически совместимые со стандартными полупроводниками. Возможные кандидаты – РМП на основе матрицы III–V, сплавы Гейслера (XYZ_2 , где X и Y – переходные элементы, а Z – элементы III–V групп), полуметаллические ферромагнитные оксиды.

Синтез новых РМП позволил инжектировать электроны в нормальный полупроводник из ферромагнитного инжекторного слоя. Поляризованные по спину дырки инжектировали из ферромагнитного электрода $(Ga,Mn)As$ в немагнитный электрод GaAs. Несмотря на трудности, связанные с качеством материала и наличием дефектов, на которых электроны рассеиваются, удалось измерить спиновую поляризацию материала. Для ферромагнетика $(Ga,Mn)As$ р-типа с $T_C = 110$ К, использовавшегося как инжектор спинов в фотолюминесцентный диод с немагнитной квантовой ямой $InGaAs/GaAs$, эффективность спиновой инжекции составила 1%. Продемонстрирована высокоэффективная ($82 \pm 10\%$) спиновая инжекция из $(Ga,Mn)As$ ($T_C = 120$ К) в светодиод $(Al,Ga)As$ при 4,6 К. В настоящее время ведется поиск новых ферромагнитных полупроводников с более высокими T_C , которые могли бы служить спиновыми инжекторами при комнатной температуре и слабом внешнем магнитном поле (или в его отсутствие). Несмотря на трудность технологических работ по росту кристаллов и легированию материалов, наличие в полупроводниках ферромагнетизма с высокими температурами

Кюри позволяет с оптимизмом ожидать появления спиновых приборов, работающих при комнатной температуре.

Большинство экспериментов по спиновой инжекции основано на прохождении электрического тока из ферромагнетика в полупроводник через туннельный барьер. Высокая степень спиновой поляризации достигается при помощи магнитного туннельного транзистора. В настоящее время спиновую инжекцию в полупроводник осуществляют, пропуская спин-поляризованный электрический ток из магнитного полупроводника под действием приложенного напряжения. Так работает спиновый фильтр. Но этому процессу препятствуют помехи на границе раздела ферромагнетик/полупроводник. Если изменить знак напряжения, то в токе из нормального полупроводника ферромагнетик пропустит не все неполяризованные электроны, а лишь электроны со спинами, ориентированными преимущественно вдоль направления намагниченности ферромагнитного полупроводника. Электроны с противоположно направленными спинами не пройдут через границу и будут накапливаться в полупроводнике.

2.4.2.Сверхгигантский эффект магнитосопротивления

Магнитосопротивление (МС), или магниторезистивный эффект, заключается в изменении электрического сопротивления твердых тел под действием внешнего магнитного поля. В обычных материалах (металлы, металлические сплавы, полупроводники, т.е. гомогенные проводники) причина магниторезистивного эффекта заключается в искривлении траекторий носителей тока в магнитном поле. Очевидно, что по этой причине для гомогенных проводников значимой является взаимно перпендикулярная ориентация электрического тока и магнитного поля. На практике обычно оперируют понятием "относительное Магнитосопротивление", которое имеет вид

$$\rho/\rho_0 = [R(H) - R(H)/R(0)] 100\%.$$

Здесь $R(H)$ – сопротивление в каком-либо фиксированном поле; $R(0)$ – сопротивление в нулевом магнитном поле. У металлов и их сплавов относительное изменение электросопротивления при комнатной температуре весьма невелико и составляет 0,01 – 0,1 % в полях 10 кЭ. Как правило, такое магнитосопротивления положительное, т.е. увеличение магнитного поля приводит к возрастанию электросопротивления. Следует еще раз подчеркнуть, что все сказанное выше относится к проводникам, структура которых характеризуется гомогенностью.

Современная технология позволила сделать серьезный шаг в области материаловедения и открыла возможности синтеза сложных композиционных материалов и соединений, характеризующихся гетерогенной, многофазной структурой или значительной неоднородностью физических свойств на микроскопическом уровне (гранулированные композиты, многослойные структуры, синтетические перовскиты на основе оксидов марганца — манганиты). В течение последнего десятилетия было установлено, что в таких материалах относительное магнитосопротивление может достигать десятков, сотен и даже десятков тысяч процентов в сильных магнитных полях. Значения МС в новых материалах настолько велики, что были специально введены термины "гигантское магнитосопротивление" (ГМС) и "колоссальное магнитосопротивление" (КМС). (далее по тексту аббревиатура МС будет относиться только к материалам, проявляющим ГМС и КМС). Совершенно очевидно, что механизмы, обуславливающие возникновения ГМС и КМС, иные, нежели в простых проводниках, и значительно более сложные. В зависимости от типа материала МС связано либо с рассеянием поляризованных носителей заряда на структурных неоднородностях проводника, либо с туннелированием поляризованных электронов через непроводящие участки композита, либо с изменением проводящих свойств всего материала (переход изолятор – металл).

Все эти материалы, а также механизмы, отвечающие за появление МС, активно исследуются в настоящее время, поскольку МС чрезвычайно привлекательно для практического использования и интерес к изучению этого

явления подогревается постоянно возникающими новыми вариантами применения МС в технике. Наиболее традиционные направления использования материалов, обладающих МС, – это изготовление головок для считывания информации с магнитных носителей, создание новых, надежных носителей информации, производство новых сверхчувствительных датчиков магнитного поля и температуры и т.д.

2.4.3. Спиновый ток

В отличие от заряда спин электрона можно передавать с малыми потерями энергии. Например, в полупроводнике GaAs время спиновой релаксации равно 100 пс (в 10^3 раз больше времени жизни дырок). Поэтому актуальным для спинтроники является изучение законов движения спинов. Предсказано [8], что приложенное к полупроводнику электрическое поле вызовет поток электронных спинов из-за спин-орбитального взаимодействия и топологических эффектов.

Направление спинового тока находится по правилу, согласно которому векторы напряженности электрического поля, ориентации спинов и плотности спинового тока должны быть взаимно перпендикулярны. Казалось бы, что вместо использования напряжения для перемещения электронов (электроника) можно применять приложенное к полупроводникам напряжение для управления без диссипативным движением спинов электронов (спинтроника). Однако в присутствии спин-орбитального взаимодействия спин электрона, строго говоря, не сохраняется. Поэтому к расчету спиновых токов следует относиться с большой осторожностью.

Включение электрического поля нарушает симметрию системы относительно инверсии пространственных координат. Тогда при обращении времени меняется и направление тока, и направление спина, т.е. спиновый ток сохраняется. Входящие в закон Ома проводимость и напряженность электрического поля не меняются при обращении времени, что в конечном счете вызывает неизбежное выделение джоулева тепла. Наоборот, спиновая

проводимость, связывающая плотность спинового тока и напряженность электрического поля, оказывается без диссипативной, как, например, в сверхпроводнике. Однако выведенные спиновые токи не могут быть транспортными, т.е. их нельзя применять для переноса спинов и инъекции их в материал. В самом деле, в полупроводниках с кристаллическими решетками без центра инверсии (например, полупроводники GaAs, GaP с решетками цинковой обманки) незатухающие спиновые токи должны существовать в состоянии термодинамического равновесия и без внешних электрических полей. Таким образом, предложенные в работе [8] спиновые токи, хотя и являются без диссипативными, оказываются чисто фоновыми. Строгие расчеты показывают, что фоновые спиновые токи не дают вклад в перенос самих спинов, как в двумерном, так и в одномерном случаях.

2.5. Приборы спинтроники

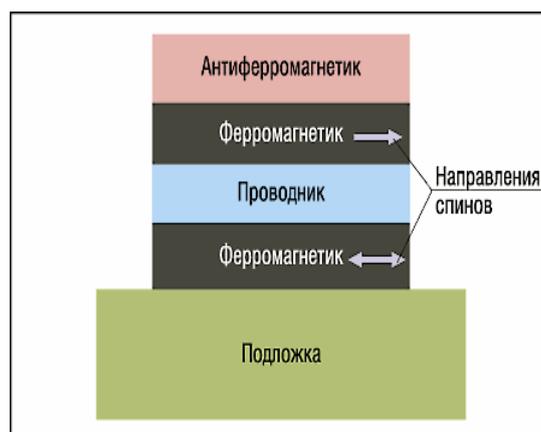
Начало новой электроники, базирующейся на физических эффектах, обусловленных спином, относят к 1988 г., когда было открыто явление гигантской магниторезистивности (Giant Magneto Resistance – GMR). GMR наблюдается в искусственных тонкопленочных материалах, составленных из чередующихся ферромагнитных и немагнитных слоев. Сопротивление такого композита минимально, когда магнитные поля в ферромагнитных слоях направлены параллельно, и максимально, когда они антипараллельны по направлению.

Привлекательной чертой многих устройств, создаваемых на основе спин-зависимых свойств материалов, является их сходство с классическими вентилями, диодами, транзисторами и др., используемыми в микроэлектронных схемах. Принцип действия новых приборов легко понять, исходя из аналогии перехода «спин вверх—спин вниз» для материалов с разной поляризацией электронных спинов с обычным p–n переходом для полупроводников с p- и n-типами проводимости. Имеется также возможность создания комбинированных

полупроводниковых ферромагнитных устройств с использованием достижений микросхемотехники. Рассмотрим подробнее эффекты и приборы на основе спинтроники.

2.5.1. Спиновый диод

В основе устройств, использующих GMR, лежит так называемый спиновый клапан (spin valve), структура которого представлена на рис. 4. Он состоит из двух слоев ферромагнетика (сплавы никеля, железа и кобальта), разделенных тонким слоем немагнитного металла (обычно это



медь). В одном из слоев ферромагнетика магнитное поле "закреплено", другими

Рисунок 4. Структура спинового клапана

словами, намагниченность данного слоя относительно нечувствительна к изменениям внешнего магнитного поля. Такая фиксация магнитного поля обычно выполняется с помощью плотно прилегающего слоя антиферромагнетика. Образующаяся граница раздела между двумя пленками препятствует изменению намагниченности в ферромагнетике. Другой слой ферромагнетика является "свободным" – его намагниченность может быть изменена внешним полем относительно малой напряженности. Сопротивление спинового клапана при антипараллельных магнитных полях в ферромагнетиках на 5 – 10 % выше, чем при параллельных.

Еще один тип спинового клапана можно построить, используя явление магнитного туннельного перехода (Magnetic Tunnel Junction – MTJ). Такие клапаны состоят из закрепленного и свободного магнитных слоев, которые разделены очень тонким слоем изолятора, обычно им служит окись алюминия (рис. 5).

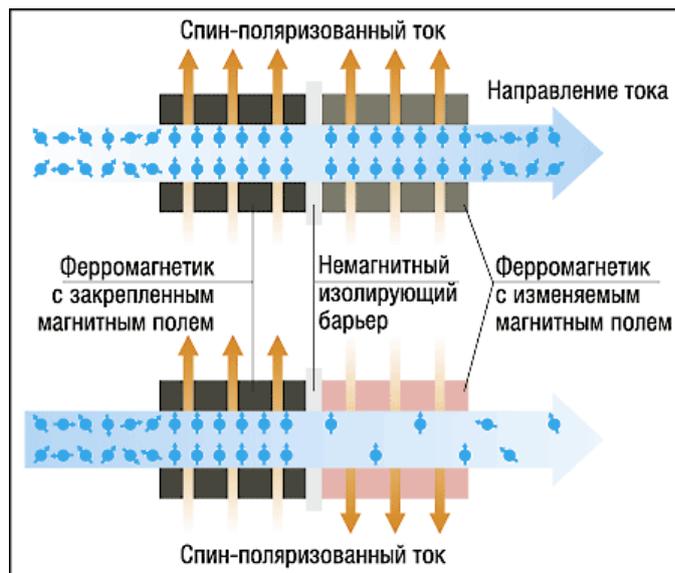


Рисунок 5. Магнитный туннельный переход. Сопротивление здесь изменяется с помощью внешнего магнитного поля точно таким же способом, как и в предыдущем случае. При антипараллельных магнитных полях в ферромагнетиках его значение увеличивается на 20 – 40%.

2.5.2. Спиновый транзистор Датта-Даса

Практически в любой статье по устройствам спинтроники в качестве будущего спинтронного прибора упоминается так называемый транзистор Датта–Даса – баллистический (без рассеяния) полевой транзистор. В отличие от обычного транзистора эмиттер в нем – источник спин-поляризованных электронов, а коллектор – спиновый фильтр; в зависимости от напряжения на базе ток может быть включен или выключен. Под напряжением эмиттер инжектирует электроны с фиксированным (ориентированным) спином, который прецессирует в течение времени пролета электрона к коллектору. Прецессия спина возникает благодаря спин-орбитальному взаимодействию и приложенному напряжению, которое для движущегося электрона трансформируется в эффективное магнитное поле (эффект Бычкова–Рашбы [7]). Так как магнитный коллектор из всех подлетающих электронов с прецессирующим спином отбирает электроны с определенной спиновой

ориентацией, то электрический ток оказывается осциллирующей функцией приложенного к схеме напряжения. Предложенное устройство было названо электронным аналогом электрооптического модулятора. Можно также представить и различные усовершенствования спинового транзистора, связанные с взаимной ориентацией векторов намагниченности эмиттера и коллектора. Однако обычное спин-независимое рассеяние электронов приводит в транзисторе к перемешиванию спиновых состояний вследствие спин-орбитального взаимодействия. Таким образом, спиновый транзистор может успешно работать только в баллистическом режиме, но в таком случае теряются его преимущества перед обычным баллистическим транзистором.

Спиновый транзистор «усовершенствован» с учетом так называемой поправки Дрессельхауса к спин-орбитальному взаимодействию для трехмерных систем с кристаллическими решетками, асимметричными относительно инверсии пространственных координат.

В этом случае когерентный перенос носителей между связанными каналами создает дополнительную спиновую прецессию и при одинаковых константах Рашбы и Дрессельхауса в спин-орбитальном взаимодействии прекращается влияние рассеяния на спин, так что спиновый транзистор может работать даже в небаллистическом режиме. Хотя создание спиновых транзисторов сталкивается с рядом трудностей, таких как наличие магнитных полей рассеяния и низкая эффективность спиновой инжекции, результаты выполненных в последнее время экспериментов указывают на возможность преодоления этих трудностей при использовании новых РМП.

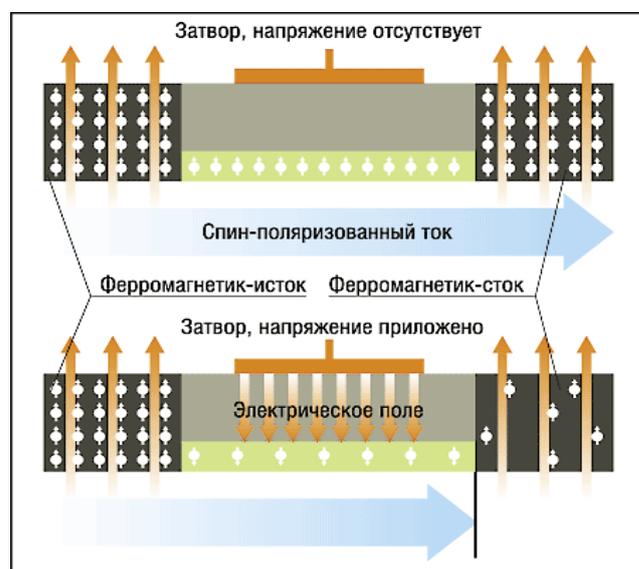


Рисунок 6. Спиновый полевой транзистор

Явления в полупроводниках традиционно описывались с квантово-механических позиций. Пришло время и для специальной теории относительности, поскольку в 1990 г. двое американских ученых, Суприйо Датта (Supriyo Datta) и Бисуоджит Дас (Biswajit Das), рассмотрели возможность создания спинового полевого транзистора (spin Field-Effect Transistor spin FET), основанного на релятивистском эффекте. В обычном полевом транзисторе напряжение, прикладываемое к затвору, управляет величиной тока между истоком и стоком. В релятивистском полевом транзисторе истоком и стоком должны служить ферромагнетики с параллельно ориентированными спинами электронов, соединенные узким полупроводниковым каналом (рис. 6). Спины инжектируемых в исток электронов устанавливаются параллельно магнитным полям истока и стока. Таким образом, от истока к стоку течет спин-поляризованный ток. При этом электроны должны двигаться со скоростью, составляющей 1 % от скорости света в вакууме. Величина тока регулируется посредством приложенного к затвору напряжения. Фокус состоит в следующем. Если перейти в неподвижную систему отсчета, связанную с электроном, то, согласно специальной теории относительности, в ней появляется магнитное поле, напряженность которого определяется (в гауссовой системе единиц) формулой

$$H = \frac{1}{c} [V \times E],$$

где V – скорость движения электронов, E – напряженность электрического поля, созданного приложенным к затвору потенциалом, а квадратные скобки обозначают векторное произведение. При достаточной величине напряженности магнитного поля (таким образом, скорость движения электронов в данном случае весьма существенна) спины электронов изменяют ориентацию на противоположную. В результате сопротивление канала возрастает и ток уменьшается.

3. Заключение.

Устройства, созданные на основе спинтроники, обещают решить многие и существующие, и ожидаемые в ближайшем будущем проблемы традиционной микроэлектроники: энергонезависимость, уменьшение энергопотребления, увеличение плотности логических элементов и скорости обработки данных.

Современные устройства микроэлектроники основаны на токе зарядов. Возможно, в будущем будут созданы аналогичные устройства на токе спинов. Представить чистый спиновый ток без тока зарядов можно таким образом. Пусть в одну сторону бегут электроны со спином ориентированным вверх, а в другую сторону бегут столько же электронов со спином вниз. Предполагается, что устройства спинтроники будут иметь большую скорость и меньшую энергию переключения. Эта область нанотехнологий обещает привести к созданию миниатюрных электронных устройств, принципиально отличных от нынешних, обладающих высоким быстродействием, малыми размерами и малым энергопотреблением.

4. Литература.

1. Преображенский А.А. Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы. М., Высшая школа, 1972.
2. <http://quantumcomputers.narod.ru/lib/valiev.html>
3. <http://www.kinnet.ru/cterra/575/37385.html>
4. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff, Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 2472.
5. G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev., B, 1989, 39, 4828.
6. Журнал "Открытые системы", // Издательство "Открытые системы" #05-06, 2000 год
7. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 66
8. S. Murakami, N. Nagaosa, and S. Zhang, Science, 2003, 301, 1348.
9. Л. С. Стильбанс. Физика полупроводников. М., "Советское радио", 1967. 452 стр.
10. П. А. Арсеньев, А. И. Попов, В. А. Филиков. "Новые материалы в полупроводниковой электроники" - М.: Высш. шк., 1988. - 80 стр.

