

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику

Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев

Представлен взгляд на гибридную структуру ферромагнетик–полупроводник как на единую перестраиваемую систему. На основе анализа существующих экспериментов показано, что, вопреки "здоровому смыслу", немагнитный полупроводник способен играть важную роль в управлении ферромагнетизмом. При посредстве полупроводника магнитные свойства гибрида (петлю гистерезиса и ориентацию намагниченности в пространстве) можно перестраивать оптически и электрически. В результате гибридную систему можно рассматривать как элементарную ячейку памяти с электронной записью и считыванием.

PACS numbers: 72.25.Pn, 78.67. – n, 85.75. – d

Содержание

1. Введение (629).
 2. Оптическое чтение и управление магнетизмом в гибридах ФМ–ПП (630).
 3. Считывание и управление магнетизмом в гибридах ФМ–ПП электрическим способом (632).
 4. Перемагничивание ферромагнетика с помощью полупроводника (634).
 5. Заключение (634).
- Список литературы (635).

1. Введение

Работа большинства электронных приборов основана на управлении потоками электронов при помощи электрического или магнитного полей (отсюда и происходит название "электроника"). Помимо заряда, электрон обладает спином — внутренним моментом количества движения. Говоря языком классической физики, электрон вращается вокруг собственной оси. Спин, однако, имеет квантовое происхождение и может ориентироваться относительно заданного направления лишь двумя способами — "вверх" или "вниз". В современных компьютерах бит информации определяется состоянием большого коллектива электронов, все спины которых упорядочены ферромагнитно (параллельно друг другу). Ориентации полного спина ансамбля "вверх" соответствует логическая единица, а ориентации "вниз" — логический ноль. Раздел электроники, использующий для создания функциональных устройств не только

заряд, но и спин, получил недавно новое название — спинтроника [1]. Первое практическое приложение спинтроники основано на эффекте гигантского магнетосопротивления, открытом группой А. Ферта в 1988 г. [2]: электрическое сопротивление металлической трехслойной структуры ферромагнетик–парамагнетик–ферромагнетик зависит от взаимной ориентации магнитных моментов двух ферромагнитных слоев. На этом эффекте основана работа считывающих головок в жестких дисках современных компьютеров [3].

Большие усилия сегодня направлены на интеграцию магнетизма в полупроводниковую архитектуру современных компьютеров. Это обеспечит возможность создания всего компьютера на едином полупроводниковом чипе с устройством для электронного считывания и записи информации с магнитных материалов. Для обработки информации необходимо иметь элементарное магнитное запоминающее устройство с электронным доступом. Один из подходов заключается в создании универсального объекта, совмещающего в себе свойства ферромагнетика (ФМ) и полупроводника (ПП). В 60-х годах прошлого столетия интенсивно исследовались ферромагнитные полупроводники (халькогениды европия и кадмий-хромовые шпинели) [4]. Их основным недостатком является низкая температура Кюри T_C и плохая совместимость со стандартной полупроводниковой технологией (на основе Si, Ge, GaAs). В последние годы ведется активный поиск других ферромагнитных полупроводников [5, 6]. Главным препятствием является необходимость выполнения целого ряда требований в рамках одной структуры.

Альтернативный подход ориентирован на гибридные системы ФМ–ПП [7]. Одно из достоинств этого подхода заключается в наличии дополнительной степени свободы — возможности независимого выбора из огромного числа ферромагнитных материалов и стандартных парамагнитных полупроводников. Другим достоинством является возможность считывать намагниченность ФМ при помощи полупроводника. Это можно делать, например, с помощью эффекта Холла, либо в условиях электрической инжекции спин-поляризованных

Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая 26, Российская Федерация
Тел. (812) 247-91-40; (812) 247-93-96
Факс: (812) 247-10-17
E-mail: bpz@solstate.ioffe.ru; korenev@orient.ioffe.rssi.ru

Статья поступила 8 декабря 2004 г.

электронов из ФМ в ПП в трехслойной структуре ФМ–ПП–ФМ. В последнем случае электроны полупроводника приобретают неравновесную поляризацию, которая считывается с помощью второго ФМ. Однако в обоих случаях полупроводник играет пассивную роль, являясь либо простой подложкой, либо детектором намагниченности ФМ.

На первый взгляд, обратным влиянием ПП на магнитные свойства ФМ можно пренебречь. Действительно, плотность носителей заряда (и спина) в немагнитном (парамагнитном) полупроводнике намного меньше, чем плотность магнитных атомов в металлических ферромагнетиках и ферромагнитных полупроводниках. Поэтому "здоровый смысл" подсказывает, что полупроводник не способен управлять мощной спиновой системой ферромагнетика. Однако это не всегда так. Например, контакт тонкой ферромагнитной пленки и полупроводника сопровождается изгибом зон в полупроводнике (барьер Шотки) и накоплением вблизи интерфейса значительного числа носителей заряда (электронов или дырок). Сильное обменное взаимодействие (кулоновское взаимодействие с учетом принципа Паули) между носителями заряда в ПП и магнитными атомами в ФМ-пленке приводит к возникновению объединенной спиновой системы, свойства которой сильно отличаются от магнитных свойств самой пленки. Уникальность системы ФМ–ПП заключается в том, что электрические и магнитные свойства парамагнитного полупроводника легко изменяются оптически или электрически. Это означает, что и ферромагнитными свойствами (например, формой петли магнитного гистерезиса) объединенной системы можно управлять. В итоге полупроводник не только является подложкой, на которой покоится ФМ, но сам активно участвует в обработке информации. Считывание намагниченности и управление ею осуществляется с его помощью. Влияние ПП на ФМ тем сильнее, чем тоньше ферромагнитная пленка. Именно тонкие пленки (толщиной несколько нанометров) используются для плотной записи информации. В итоге гибрид ФМ–ПП может оказаться перспективным элементарным магнитным запоминающим устройством с электронным управлением.

В настоящем обзоре мы рассматриваем текущее положение исследований сильно связанной спиновой системы ферромагнетика и полупроводника и показываем, что спиновая система носителей заряда полупроводника активно участвует в обработке информации оптическими и электрическими средствами.

2. Оптическое чтение и управление магнетизмом в гибридах ФМ–ПП

Первый пример считывания намагниченности и управления магнитными свойствами с помощью полупроводника в гибридной системе (Ni–GaAs) был представлен 10 лет назад [8, 9]. Для считывания использовался *неравновесный* спин оптически ориентированных электронов полупроводника. В классической схеме [10] эксперимента по оптической ориентации вначале осуществляется генерация спин-поляризованных электронов циркулярно поляризованным светом, передающим угловой момент в спиновую систему электронов полупроводника. Если за время жизни фотовозбужденные электроны не утрачивают полностью своей начальной спиновой поляризации,

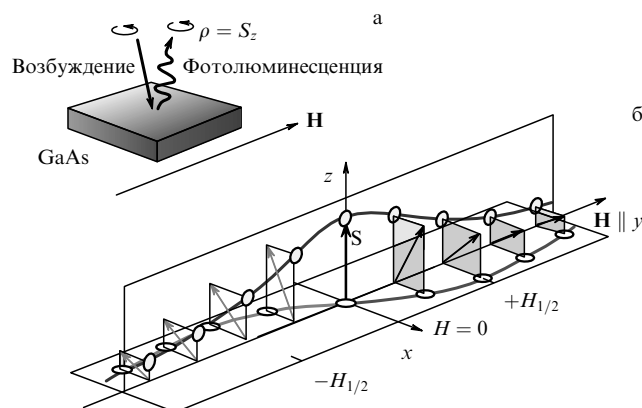


Рис. 1. Геометрия эксперимента по оптической ориентации (а) и эффект Ханле (б) в полупроводнике. Стрелки показывают стационарный средний спин электронов $\mathbf{S}$ в поперечном магнитном поле $\mathbf{H}$ различной величины. Измеряется проекция S_z спина на направление наблюдения (ось z) в зависимости от магнитного поля.

то аннигиляция электронов сопровождается излучением, которое поляризовано по кругу. Степень круговой поляризации ρ фотолюминесценции (ФЛ) равна проекции среднего по ансамблю электронов спина $\mathbf{S}$ на направление наблюдения z , обычно совпадающее с нормалью к плоскости структуры (рис. 1). В магнитном поле $\mathbf{H}$ спин каждого электрона вращается (прецессирует) вокруг поля с ларморовой частотой $\omega = \gamma H$ (γ — гиромагнитное отношение). В стационарных условиях спин $\mathbf{S}$ от времени не зависит и отклоняется от первоначального направления z , уменьшаясь по величине. Это приводит к эффекту Ханле — уменьшению степени поляризации ФЛ с ростом магнитного поля. Полуширина кривой магнитной деполаризации $H_{1/2}$ определяется равенством частоты $\gamma H_{1/2}$ и обратного времени жизни неравновесного спина $1/T_s$. Чем больше время существования неравновесного спина T_s , тем меньшее магнитное поле необходимо для его поворота и деполаризации люминесценции. Фактически имеется оптический магнитометр на основе эффекта Ханле, чувствительность которого определяется величиной $H_{1/2}$. Полуширина $H_{1/2}$ сильно зависит от агрегатного состояния вещества. Например, оптическая ориентация парамагнитных атомов в газах сохраняется в течение рекордно долгого времени $T_s \sim 1$ с, что обуславливает сверхмалые величины $H_{1/2} \sim 10^{-6}$ Э [11, 12]. В конденсированных средах время релаксации спина существенно укорачивается вследствие усиления взаимодействий, не сохраняющих спин.

В полупроводниках типа GaAs самые узкие полуширины $H_{1/2}$ (1–10 Э) имеют место в GaAs¹ n-типа

¹ Долгие времена спиновой памяти электронов открыты в n-GaAs в конце 70-х годов ($T_s \sim 30$ нс, Weisbuch C, *PhD Thesis*, Paris, 1977). Они обусловлены сравнительно слабым спин-орбитальным взаимодействием в зоне проводимости и отсутствием дырок, являющихся эффективным источником релаксации спина [10]. Макроскопические длины диффузии электронного спина L_s (более 10 мкм) в n-GaAs обнаружены нашей группой в 1994 г., но результаты опубликованы позднее в работе Джюева Р.И. и др. *ФТТ* 39 1975 (1997). Мы использовали эти результаты в работе [9], в которой был выбран GaAs с $H_{1/2} = 2$ Э ($T_s = 130$ нс), $L_s = 13$ мкм. Это позволило детектировать ферромагнитный интерфейс Ni–GaAs толщиной лишь несколько нанометров, поля рассеяния (~ 1 Э) которого проникают глубоко в полупроводник (см. основной текст).

(соответственно, время $T_s \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ с). Для чтения информации с магнитной пленки в системе Ni–GaAs использовался арсенид галлия n-типа, в котором при гелиевой температуре $H_{1/2} = 2$ Э [9], что соответствует времени жизни спина $T_s \approx 130$ нс. Поля рассеяния вблизи поверхности ферромагнетика наиболее сильны тогда, когда ФМ пленка размагничена, т.е. разбита на множество доменов с чередующимся направлением вектора намагниченности $\mathbf{M}$. Прецессия в статических полях доменов приводит к расфазировке электронных спинов, уменьшая средний спин $\mathbf{S}$ и поляризацию ФЛ. Рисунок 2а иллюстрирует эффект Ханле для электронов в арсениде галлия для двух случаев: когда пленка предварительно намагничена (треугольники) и размагничена (кружки). Видно, что при размагничивании образца степень поляризации ФЛ уменьшается, причем наибольшая разница достигается в нулевом внешнем магнитном поле.

Напряженность магнитного поля h_c , при котором магнитный момент образца обращается в нуль, называется коэрцитивной силой. Ее можно оценить, измеряя поляризацию в нулевом поле $\rho(H=0)$ после перемагничивания ферромагнетика внешним полем H^* . Если перемагничивающее поле H^* равно полю h_c , то пленка размагничена, и поляризация ФЛ минимальна. Точки на верхней зависимости рис. 2б получены в условиях, когда луч лазера в процессе перемагничивания перекрывался, т.е. в *темноте*. Острый минимум соответствует полю $h_c = 90$ Э. Определенная с помощью магнитометра на эффекте Ханле коэрцитивная сила h_c в два с половиной раза превышала коэрцитивную силу, измеренную с помощью сверхпроводящего квантового интерференционного детектора (СКВИД). Различие между этими двумя методиками заключается в том, что СКВИД регистрирует в основном магнитный момент самой пленки никеля, толщина которой (40 нм) гораздо больше толщины интерфейса Ni–GaAs (несколько нм). Однако при оптическом детектировании вклады полей рассеяния от никеля и интерфейса в расфазировку спинов

электронов в GaAs не сводятся к алгебраической сумме магнитных моментов никеля и интерфейса. Дело в том, что длина диффузии неравновесного электронного спина в глубь n-GaAs $L_s \approx 13$ мкм [9] на порядок превышает размер доменов пленки никеля (около 1 мкм [13]), поэтому поля доменов никеля быстро затухают у поверхности, и основная масса электронов полупроводника их не чувствует. Напротив, магнитные поля доменов интерфейса проникают в полупроводник на расстояние $\geq L_s$ [9] и вызывают расфазировку электронных спинов в глубине полупроводника. Таким образом, в экспериментах по оптической ориентации проявляется ультратонкий интерфейс Ni–GaAs [9] вследствие того, что магнитные поля рассеяния никеля и интерфейса пространственно разделены.

Важная особенность гибридной системы Ni–GaAs заключается в том, что в ней можно оптически управлять ферромагнетизмом интерфейса. Освещение образца приводит к сильному уменьшению коэрцитивной силы интерфейса (нижняя зависимость на рис. 2б) и практически не влияет на коэрцитивную силу пленки никеля. Сравнение верхней и нижней зависимостей на рис. 2б показывает, что коэрцитивная сила при освещении в два раза меньше, чем в темноте. Эффект, названный нами *фотокоэрцитивностью*, не чувствителен к поляризации света и локален, т.е. происходит лишь в области засветки. Это позволило произвести оптическое считывание и запись на интерфейсе Ni–GaAs. К изначально намагниченному образцу Ni–GaAs прикладывалось внешнее перемагничивающее магнитное поле, равное коэрцитивному полю на свету (45 Э). В темноте это поле не способно изменить намагниченность. Однако локальная засветка He–Ne лазером приводила к размагничиванию освещенных участков. Так можно осуществить запись информации, в которой единице соответствуют намагниченные, а нулю — размагниченные участки структуры. Оптическое считывание производилось в нулевом внешнем магнитном поле с помощью оптически ориентиро-

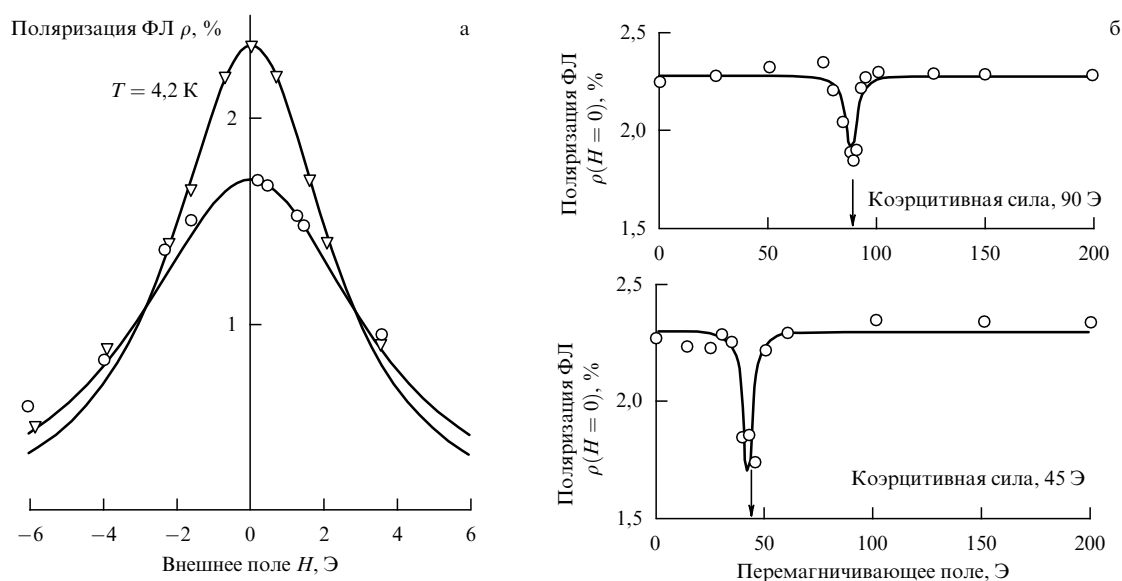


Рис. 2. (а) Эффект Ханле в структуре Ni–GaAs, предварительно размагниченной (кружки) и намагниченной в поле 400 Э (треугольники). (б) Зависимость степени поляризации ФЛ в нулевом внешнем магнитном поле $\rho(H=0)$ от величины перемагничивающего поля H^* . Верхняя зависимость получена при перемагничивании в темноте, а нижняя — при освещении He–Ne лазером интенсивностью 5 Вт см^{-2} . (Рисунок взят из работы [9].)

ванных электронов GaAs: поляризация электронов под размагниченными участками была низкой, а под намагниченными — высокой. Явление фотокоэрцитивности имеет место при слабых световых потоках ($\sim 10 \text{ мВт см}^{-2}$) и не связано с перегревом образца светом². Тем самым данный способ отличается от стандартной термической записи, при которой ФМ разогревается светом почти до температуры Кюри. Спектральные измерения показали, что фотокоэрцитивность связана с воздействием полупроводника на ферромагнетик: эффект резко падает, если энергия фотона меньше ширины запрещенной зоны GaAs. Возможное объяснение фотокоэрцитивности основано на управляемом светом обменном взаимодействии электронов полупроводника с магнитными атомами ФМ на гетерогранице [14].

На сегодняшний день накоплен экспериментальный материал, показывающий важную роль полупроводника в оптическом считывании намагниченности [15] и управлении коэрцитивным полем [16]. В первом случае электроны полупроводника приобретают неравновесную спиновую поляризацию, пропорциональную M , в результате спин-зависимого транспорта через границу ФМ–ПП [17]. Во втором случае освещение гибрида InMnAs–GaSb изменяет коэрцитивную силу пленки InMnAs. Авторы [16] обнаружили существенное уменьшение коэрцитивного поля при освещении светом с энергией кванта $h\nu$, большей ширины запрещенной зоны E_g немагнитного полупроводника GaSb. Эффект падает при $h\nu$, близком к E_g , что указывает на ключевую роль полупроводника.

Следует отметить работу [18] по фотоиндуцированному ферромагнитному упорядочению в системе InMnAs–GaSb. Возбуждение GaSb вызывает переход парамагнетик–ферромагнетик в магнитном полупроводнике InMnAs. Указанное явление можно интерпретировать как фотоиндуцированное увеличение температуры Кюри. Этот эффект известен в ферромагнитных полупроводниках [4], однако обусловлен в данном случае воздействием близлежащего немагнитного полупроводника.

К другому классу явлений относится намагничивание ФМ пленки GaMnAs циркулярно поляризованным светом, обнаруженное в системе GaMnAs–GaAs [19]. Авторы объясняют эффект намагничивания рождением в GaMnAs ориентированных по спину дырок, поляризующих спины атомов Mn. Однако этот эффект имеет резкую спектральную зависимость, коррелирующую с краем поглощения в парамагнитном GaAs, а вовсе не в магнитном GaMnAs, край поглощения которого сдвинут в сторону высоких энергий уже при малых концентрациях Mn ($\sim 1\%$) [20]. Этот факт указывает на ключевую роль арсенида галлия в оптическом намагничивании GaMnAs.

Теоретически эффект намагничивания ФМ циркулярно поляризованным светом может быть обусловлен обменным взаимодействием магнитных атомов с оптически ориентированными дырками в обогащенном слое GaAs вблизи гетерограницы ФМ–ПП [21]. В этом случае

ФМ испытывает действие эффективного магнитного поля H_{eff} , направление которого задается спиральностью поглощаемых фотонов³ [21, 22].

3. Считывание и управление магнетизмом в гибридах ФМ–ПП электрическим способом

Для полноценной интеграции ФМ в полупроводниковую электронику необходимо считывать и записывать информацию не только (и не столько) оптическим, сколько электрическим способом.

На сегодняшний день можно выделить два основных подхода к электрическому считыванию намагниченности при участии полупроводника. Первый основан на зависимости сопротивления трехслойной структуры ФМ–ПП–ФМ [1] от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнетиков. Такая зависимость имеет место в результате различия полупроводниковых туннельных барьеров для спинов "вверх" и "вниз". Она возможна и вследствие накопления неравновесного спина в полупроводнике при инжекции поляризованных электронов через контакт ферромагнитный металл–полупроводник [23]. Второй подход обеспечит считывание даже в двухслойных структурах ФМ–ПП. Он основан на спин-орбитальном взаимодействии, физическая природа которого заключается в следующем. Спин движущегося в электрическом поле носителя заряда испытывает действие эффективного магнитного поля, величина и направление которого определяются величинами и направлениями скорости носителя заряда и внешнего электрического поля. В результате спин-орбитальной связи электропроводность в плоскости слоя гибридной системы ФМ–ПП зависит от взаимной ориентации электрического тока и магнитного момента. Например, аномальный эффект Холла (зависимость коэффициента Холла от намагниченности M) широко используется [24] для детектирования спиновой поляризации в ферромагнетиках и немагнитных полупроводниках.

Важный шаг на пути к магнитному запоминающему устройству с электронным доступом заключается в электрическом управлении ферромагнетизмом с помощью полупроводника. Ориентацию магнитного момента гибрида ФМ–ПП можно изменять электрически вследствие обменной связи спиновых систем ферромагнетика и полупроводника [25]. Рассмотрим обменное взаимодействие магнитных атомов ФМ и газа дырок в близлежащей ПП квантовой яме (рис. 3) в отсутствие внешнего магнитного поля. Квантовая яма (КЯ) образуется тонким слоем узкозонного полупроводника, ограниченного с двух сторон слоями широкозонных материалов, которые показаны вертикальной штриховкой. Они являются барьерами, ограничивающими движение носителей заряда в направлении оси роста областью с толщиной, меньшей длины волны де Бройля (размерное квантование). Избирательное легирование нижнего барьера акцепторами (штрихи на рис. 3) создает в квантовой яме носители заряда дырочного типа (кружки на рис. 3). Состояния дырок в валентной зоне

² Это было проверено с помощью эксперимента, в котором в процессе перемагничивания образца пропускался ток через границу ФМ–ПП [9]. Несмотря на то, что рассеиваемая на границе мощность в десять раз превышала световую, коэрцитивная сила интерфейса не изменилась.

³ Отметим также, что поле H_{eff} вызывает смещение петли магнитного гистерезиса. Если $H_{\text{eff}} > h_c$, то полное намагничивание ФМ циркулярно поляризованным светом происходит даже в отсутствие внешнего магнитного поля.

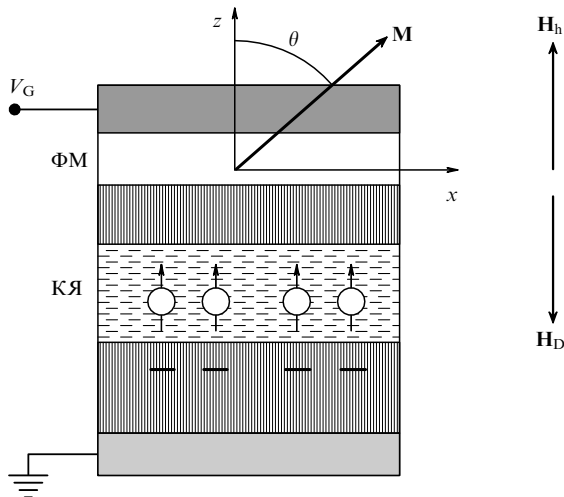


Рис. 3. Схема структуры, действующей на основе эффекта обменного связывания ФМ и ПП. Полупрозрачный барьер (вертикальная штриховка) отделяет ФМ от квантовой ямы (КЯ). Смещение на затворе (V_G) структуры управляет обменной связью ФМ и дырок (белые кружки) в КЯ. Стрелки в КЯ показывают ориентацию спина тяжелых дырок. (Рисунок взят из работы [25].)

Γ_8 в полупроводниках типа GaAs описываются полным угловым моментом $3/2$. Сильное спин-орбитальное взаимодействие в сочетании с размерным квантованием вызывает расщепление валентной зоны. Основное состояние отвечает так называемым тяжелым дыркам, спин которых жестко привязан к направлению оси структуры. В этом случае [26] обменное взаимодействие спиновых систем магнитных атомов ФМ и дырок полупроводника, характеризующееся константой J , анизотропно: энергия $E_{\text{exc}} = -Jnm_zS_z$, приходящаяся на единицу поверхности, пропорциональна произведению z -компоненты среднего спина S дырок (с поверхностной концентрацией n) и z -компоненты единичного вектора $\mathbf{m}$ вдоль вектора намагниченности $\mathbf{M}$. Обменное взаимодействие расщепляет зоны дырок со спинами "вверх" и "вниз" на величину $J \sim 0,1$ эВ, индуцируя их высокую спиновую поляризацию $S_z \sim 1$. В свою очередь поляризованные дырки создают поле $\mathbf{H}_h$, стремящееся в равновесии направить вектор $\mathbf{M}$ вдоль нормали, понижая тем самым энергию E_{exc} . Величину этого поля можно определить, приравняв энергию E_{exc} к энергии $-M_z H_h d$ взаимодействия намагниченности с эффективным полем: $H_h = JnS_z/Md$ (d — толщина пленки). Однако при выходе вектора $\mathbf{M}$ из плоскости увеличивается магнитостатическая энергия пленки, обусловленная магнито-дипольным взаимодействием. Поскольку нормальная составляющая вектора магнитной индукции $\mathbf{B}$ непрерывна на границе ФМ–ПП ($B_z = H + 4\pi M_z = 0$), то выход из плоскости сопровождается появлением размагничивающего поля напряженностью $H_D = -4\pi M_z$ ($H_D \sim 1$ кЭ) [27]. Равновесная конфигурация соответствует равенству обменного и размагничивающего полей⁴. Отсюда можно оценить отношение поверхност-

ных концентраций дырок в яме n и магнитных атомов $N \approx Md/\mu_B$, необходимое для управления ориентацией намагниченности ФМ: $n/N \approx \mu_B H_D/JS_z \approx 10^{-4}$. Иными словами, одна дырка способна управлять десятками (!) магнитных атомов. Физическая причина удивительного на первый взгляд результата связана с тем, что анизотропное обменное взаимодействие ФМ и ПП преодолевает сравнительно слабое магнито-дипольное взаимодействие. При этом обменная энергия самого ФМ не затрагивается⁵, поскольку все спины атомов ФМ поворачиваются без нарушения их параллельной ориентации: изотропное обменное взаимодействие внутри ФМ задает величину вектора $\mathbf{M}$, но не его направление. В отличие от случая ФМ, в полупроводнике сильное спин-орбитальное взаимодействие в валентной зоне в сочетании с размерным квантованием фиксирует направление, вдоль которого выстраиваются спины дырок. В равновесии поляризованные дырки индуцируют в ФМ ось легкого намагничивания вдоль нормали, и энергию E_{exc} можно рассматривать как энергию магнитной анизотропии. Ею можно управлять, подавая смещение V_G на затвор (рис. 3), либо путем изменения концентрации дырок в квантовой яме, либо перекрытия их волновых функций с магнитным слоем, т.е. величиной J .

Обменное связывание спиновых систем ФМ слоя MnAs и дырок в ПП квантовой яме на основе GaAs удалось экспериментально наблюдать [28] по круговой поляризации ФЛ из квантовой ямы. Обнаружено, что обменное взаимодействие действительно вызывает равновесную поляризацию дырок (около 10 %), которой можно управлять электрически. Электрическое управление ферромагнетизмом было реализовано ранее [29] в ферромагнетике InMnAs, выращенном на слое парамагнитного полупроводника InAs. Петля магнитного гистерезиса InMnAs изменялась подачей смещения на затвор, нанесенный на ферромагнетик. Кардинальная перестройка петли гистерезиса связывалась авторами [29] с небольшим изменением температуры Кюри $T_C(V_G)$ при изменении концентрации дырок *внутри* самого InMnAs. Мы полагаем, однако, что это утверждение нуждается в дополнительной проверке⁶. В работе [25] предложено иное объяснение, в основе которого лежит обменное взаимодействие ФМ с дырками немагнитного слоя InAs толщиной 5 нм. В этом случае структура InMnAs–InAs должна рассматриваться как сильно связанная гибридная система. При подаче отрицательного смещения дырки заполняют слой InAs, индуцируя легкую ось вдоль нормали, что приводит к явлению гистерезиса в магнитном поле, параллельном нормали (перпендикулярная анизотропия). При положительном смещении на затворе дырки покидают InAs, вектор $\mathbf{M}$ лежит в плоскости пленки и при намагничивании внешним полем гистерезиса не возникает. В пользу данного объяснения говорит тот факт, что удаление немагнитного слоя InAs приводит к намагничиванию без гистерезиса [30]. Для проверки этого объяснения необходимо определить полную ориентацию вектора $\mathbf{M}$ в пространстве, а не только ее z -компоненту [29].

⁴ Здесь мы считаем спин-орбитальные эффекты в ферромагнетике слабыми, необходимыми лишь для фиксации направления $\mathbf{M}$ в плоскости пленки (вдоль оси x). В оригинальной работе [25], наоборот, предполагалось наличие одноосной анизотропии в плоскости, происходящей из спин-орбитального взаимодействия.

⁵ На самом деле обменная энергия слегка изменяется, что приводит к небольшому изменению температуры Кюри (см. [4]).

⁶ Авторы [29] управляют петлей гистерезиса на одном образце (рис. 3 в [29]), тогда как зависимость $T_C(V_G)$ измеряют на другом образце (рис. 4 в [29]).

Электрическая перестройка энергии магнитной анизотропии изменяет также энергию доменной границы, которая, в свою очередь, может оказать воздействие на коэрцитивную силу⁷. Недавно в структуре InMnAs–InAs с перпендикулярной анизотропией продемонстрирована возможность управления шириной петли гистерезиса электрическим полем при неизменной величине намагниченности насыщения [31]. Пятикратное изменение коэрцитивной силы трудно объяснить небольшим (несколько процентов) изменением температуры Кюри и концентрации дырок внутри InMnAs. Напротив, результат [31] объясняется связью ФМ и ПП: смещение на затворе управляет энергией магнитной анизотропии и, в свою очередь, коэрцитивным полем.

4. Перемагничивание ферромагнетика с помощью полупроводника

Выше мы видели, что в равновесных условиях полупроводник и ФМ образуют единую, сильно связанную спиновую систему, магнитными свойствами которой можно управлять оптически или электрически с помощью немагнитного полупроводника. Следующий важный шаг заключается в *динамическом* управлении магнитным моментом ФМ с помощью полупроводника. Физическая идея [25] иллюстрируется рис. 4. Предположим, что равновесие (рис. 4а) в системе нарушается вследствие обращения в нуль поля H_h . Тогда магнитный момент испытывает когерентное вращение (рис. 4б) вокруг размагничивающего поля с угловой частотой $\omega = \gamma H_D$ и периодом прецессии $T = 2\pi/\omega = (2\gamma M_z)^{-1}$. Спустя полупериод $T/2$ компонента намагниченности в

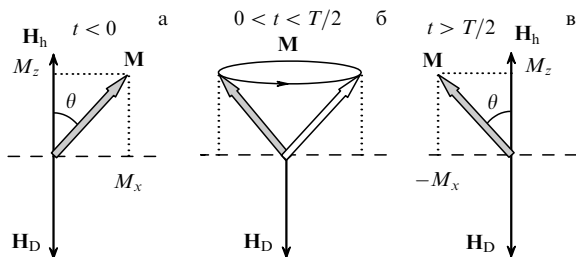


Рис. 4. Управление ориентацией вектора $\mathbf{M}$ при импульсном изменении поля $\mathbf{H}_h$: (а) устойчивое равновесие до подачи импульса $t < 0$. Ориентации намагниченности в плоскости $M_x > 0$ фиксируется направлением оси x легкого намагничивания (см. примечание 4); (б) поле $\mathbf{H}_h$ скачком обращается в нуль. В течение интервала времени $[0, T/2]$ вектор $\mathbf{M}$ прецессирует вокруг размагничивающего поля $\mathbf{H}_D$; (в) по окончании действия импульса (поле $\mathbf{H}_h$ равно исходному значению) система находится в устойчивом состоянии с инвертированным значением M_z .

⁷ Впервые возможность электрического управления энергией магнитной анизотропии и коэрцитивной силой в гибридах ФМ–ПП обсуждалась в работе [9]. Она основана на комбинации пьезоэлектрических свойств полупроводника типа GaAs (т.е. без центра инверсии) и магнитострикции ферромагнетика: изменение электрического поля вблизи границы ФМ–ПП изменяет деформацию структуры и магнитную анизотропию в плоскости пленки. Насколько нам известно, этот эффект на сегодняшний день не обнаружен. Заметим, что он может иметь место и в объемном ферромагнетике, обладающем пьезоэлектрическими свойствами. Например, в ферромагнитных полупроводниках GaMnAs (InMnAs), в которых, как и в GaAs, центр инверсии отсутствует.

плоскости пленки инвертируется. Если в этот момент вновь установить обменную связь между ФМ и КЯ, то устойчивым будет состояние с инвертированной компонентой M_x (см. примечание 4). Действительно, если время спиновой релаксации дырок короткое, то поляризация дырок и обменное поле H_h по окончании импульса быстро восстанавливаются до прежних значений, и намагниченность ориентирована, как показано на рис. 4в. Выключить поле H_h можно, подавая импульсы напряжения V_G на затвор (см. рис. 3). Периодом прецессии можно управлять, подстраивая z -компоненту намагниченности изменением концентрации дырок в КЯ до подачи импульса. Например, если $M_z = 25 \text{ Э}$, то время $T \sim 1 \text{ нс}$.

Важная черта предлагаемого подхода к управлению магнетизмом заключается в отсутствии необходимости огромных плотностей токов ($\sim 10^5 - 10^8 \text{ А см}^{-2}$), применяемых в полуметаллических [32] и металлических [33] системах, поскольку здесь используется эффект электрического поля. Кроме того, требование быстрого установления равновесия в спиновой системе полупроводника легко реализуется при повышенных температурах [10]. Если в схемах, предлагающих использовать неравновесный спин [1], это является большим недостатком, то данный подход обращает его в достоинство. Отклонение от равновесия происходит в спиновой системе ферромагнетика (но не полупроводника) в течение времени τ поворота вектора $\mathbf{M}$ на 180° . Поэтому время возвращения $\mathbf{M}$ к равновесию (время релаксации) *внутри* самого ФМ должно быть больше τ . Время релаксации в обычных металлических ферромагнетиках невелико (около 1 нс [34]). Для этой цели лучше подходят неметаллические ФМ (для никелевых ферритов при комнатной температуре время релаксации порядка 100 нс [27]).

Управлять ориентацией намагниченности можно и оптически, освещая систему циркулярно поляризованным светом. Как отмечалось выше, это может быть связано с оптической ориентацией носителей заряда в гибридной структуре ФМ–ПП. При этом возникает эффективное обменное магнитное поле [21, 22] (в данном случае импульсное), вызывающее когерентное вращение намагниченности. В недавних экспериментах [35] по возбуждению GaMnAs–GaAs оптическими импульсами обнаружена коллективная прецессия большого числа спинов марганца в ФМ GaMnAs. Необходимо, однако, дальнейшее изучение этого явления для уточнения природы обнаруженного эффекта.

5. Заключение

Мы представили взгляд на гибриды ФМ–ПП как на единую перестраиваемую систему. Целый ряд экспериментов может быть интерпретирован в рамках модели сильно связанной спиновой системы ферромагнетика и полупроводника. Уникальность объединенной системы заключается в возможности перестройки ее магнитных свойств электрическими или оптическими методами. Система ФМ–ПП представляет элементарное магнитное запоминающее устройство, в котором полупроводнику отводится роль не только подложки, но и активного участника обработки информации. Свобода, заключающаяся в выборе среди парамагнитных полупроводников и большого числа ферромагнетиков желаемой пары

ФМ–ПП, открывает много возможностей. В самое ближайшее время можно ожидать создания новых гибридных систем ФМ–ПП, а также новых примеров оптического и электрического считывания и записи информации в них. Динамическое управление процессом намагничивания с помощью полупроводника делает реальной интеграцию магнетизма в полупроводниковую электронику. Энтузиазм в этой области напоминает 60-е годы прошлого столетия, когда ученые искали идеальную пару полупроводников для создания гетероперехода и полупроводниковых гетеролазеров. Сегодня надо найти идеальную пару ФМ–ПП, что представляет собой не менее интересную и актуальную задачу.

Авторы выражают признательность И.А. Меркулову за ценные замечания и критическое чтение статьи, Г.В. Астахову за обсуждения и предоставление нам его неопубликованных результатов по спектрам прохождения света сквозь GaMnAs, Р.И. Джиеву за обсуждения, А.В. Кудинову за критическое чтение статьи, М.В. Лазареву за помощь при подготовке статьи. Работа поддержана фондами РФФИ, CRDF, Фондом содействия отечественной науке и программой Отделения физических наук "Спин-зависимые явления в твердых телах и спинтроники".

Список литературы

- Žutić I, Fabian J, Das Sarma S *Rev. Mod. Phys.* **76** 323 (2004)
- Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
- Prinz G A *Science* **282** 1660 (1998)
- Nagaev E L *Phys. Status Solidi B* **145** 11 (1988)
- Ohno H *Science* **281** 951 (1998)
- Dietl T et al. *Science* **287** 1019 (2000)
- Prinz G A *Science* **250** 1092 (1990)
- Джиев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **60** 650 (1994)
- Джиев Р И, Захарченя Б П, Корнев В Л *ФТТ* **37** 3510 (1995)
- Meier F, Zakharchenya B P (Eds) *Optical Orientation* (Modern Problems in Condensed Matter Sci, Vol. 8) (Amsterdam: North-Holland, 1984)
- Dupont-Roc, Haroche S, Cohen-Tannoudji C *Phys. Lett. A* **28** 638 (1969)
- Alexandrov E B, Bonch-Bruevich A M, Khodovoi B A *Opt. Spectry* **23** 151 (1967)
- Bochi G et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1839 (1995)
- Корнев В Л *ФТТ* **38** 910 (1996)
- Kawakami R K et al. *Science* **294** 131 (2001)
- Oiwa A, Stupinski T, Munekata H *Physica E* **10** 201 (2001)
- Аронов А Г, Пикус Г Е *ФТП* **10** 1177 (1976)
- Koshihara S et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 4617 (1997)
- Oiwa A et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 137202 (2002)
- Астахов Г В, частное сообщение
- Korenev V L *Solid State Commun.* **102** 13 (1997)
- Меркулов И А, Самсонидзе Г Г *ФТТ* **22** 2437 (1980)
- Mattana R et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 166601 (2003)
- Chien C L, Westgate C R (Eds) *The Hall Effect and Its Applications* (New York: Plenum Press, 1980)
- Корнев В Л *Письма в ЖЭТФ* **78** 1053 (2003)
- Merkulov I A, Kavokin K V *Phys. Rev. B* **52** 1751 (1995)
- Chikazumi S *Physics of Ferromagnetism*. Vol. 2 *Magnetic Characteristics and Engineering Application* (Tokyo: Shokabo, 1984) [Тикадзуми С *Физика ферромагнетизма* Ч. 2 (М.: Мир, 1987)]
- Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D *Phys. Rev. B* **69** 161305(R) (2004)
- Ohno H et al. *Nature* **408** 944 (2000)
- Matsukura F et al. *Physica E* **12** 351 (2002)
- Chiba D et al. *Science* **301** 943 (2003)
- Yamanouchi M et al. *Nature* **428** 539 (2004)
- Schumacher H W et al. *Appl. Phys. Lett.* **83** 2205 (2003)
- Weber W, Riesen S, Siegmann H C *Science* **291** 1015 (2001)
- Mitsumori Y et al. *Phys. Rev. B* **69** 033203 (2004)

Integrating magnetism into semiconductor electronics

B.P. Zakharchenya, V.L. Korenev

*A.F. Ioffe Physical Technical Institute, Russian Academy of Sciences
ul. Politekhnikeskaya, 194021 St. Petersburg, Russian Federation
Tel. (7-812) 247-91 40; (7-812) 247-93 96
Fax (7-812) 247-10 17
E-mail: bpz@solstate.ioffe.ru; korenev@orient.ioffe.rssi.ru*

The view of a ferromagnet-semiconductor hybrid as an integrated and tunable system is presented. Based on the analysis of existing experiments it is shown that contrary to 'common sense' a nonmagnetic semiconductor can play an important role in controlling ferromagnetism. In particular, the hysteresis loop and the magnetization orientation can be tuned both optically and electrically in this way — making the hybrid an electronic-write-in electronic-read-out memory element.

PACS numbers: 72.25.Pn, **78.67. – n**, **85.75. – d**

Bibliography — 35 references

Received 8 December 2004

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (6) 629–635 (2005)

Physics – Uspekhi **48** (6) (2005)