

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Спинтроника полупроводниковых, металлических, диэлектрических и гибридных структур

(к 100-летию Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН)

П.Г. Баранов, А.М. Калашникова, В.И. Козуб, В.Л. Корнев,
Ю.Г. Кусраев, Р.В. Писарев, В.Ф. Сапега,
И.А. Акимов, М. Байер, А.В. Щербаков, Д.Р. Яковлев

Требования к миниатюризации, увеличению быстродействия и энергоэффективности электронных устройств привели к зарождению и бурному развитию спиновой электроники, или спинтроники. Рассмотрено несколько актуальных направлений экспериментальных и теоретических исследований, в которых активно участвует Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН (ФТИ). Обсуждается достигнутый к настоящему времени прогресс в создании полупроводниковых и гибридных структур, проявляющих заданные магнитные свойства, в разработке методов манипуляции одиночными спинами, теоретическом описании переключения намагниченности металлических гетероструктур электрическим полем, а также в сверхбыстром управлении намагниченностью посредством воздействия на магнитную анизотропию фемтосекундными лазерными импульсами.

Ключевые слова: спиновая поляризация, спиновый транспорт, ферромагнитный эффект близости, оптически детектируемый магнитный резонанс, лазерно-индуцированная сверхбыстрая динамика намагниченности, одиночные спины, спин-ориентационные переходы, магнитная анизотропия, разбавленные магнитные полупроводники, ферромагнетики, ферримагнетики

PACS numbers: 75.30.Kz, 75.50.Bb, 75.50.Gg, **75.76.+j**, 75.78.Jp,
76.70.Hb, 78.30.Fs, 78.55.Et, **85.75.-d**

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038486>

Содержание

1. Введение (849).
2. Горячая фотолуминесценция и неупругое рассеяние света с переворотом спина в разбавленных магнитных полупроводниках (851).
2.1. Разбавленные магнитные полупроводники. 2.2. Поляризованная горячая фотолуминесценция в (Ga, Mn)As. 2.3. Горячая фотолуминесценция в (Ga, Mn)As под влиянием одноосных статических деформаций. 2.4. Спиновая релаксация в (Ga, Mn)As.
3. Ферромагнитный эффект близости в гибридной структуре ферромагнетик – полупроводник (856).
3.1. Равновесный эффект близости. Поляризация газа дырок в обменном поле ферромагнетика. 3.2. Дальнедействующий равновесный эффект близости. Непрямой обмен ферромагнетик –

полупроводник через эллиптически поляризованные фононы.
3.3. Динамический эффект близости. Поляризация электронов при спин-зависимом захвате ферромагнетиком электронов из квантовой ямы.

4. От манипуляции спиновыми ансамблями к манипуляциям одиночными спинами в условиях окружающей среды (859).
5. Переключение намагниченности в ферромагнитных наногетероструктурах электрическими импульсами (863).
5.1. Переключение спин-поляризованным током. 5.2. Переключение под влиянием электрического поля на не прямой обмен. 5.3. Бестоковое переключение, обусловленное влиянием электрического поля на не прямой обмен в условиях кулоновской блокады. 5.4. Сверхбыстрое переключение намагниченности в ферримагнитных структурах.
6. Сверхбыстрое оптическое управление анизотропией и динамические явления в магнитных структурах (869).
6.1. Лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии и прецессия намагниченности. 6.2. Механизмы изменения магнитной анизотропии. 6.3. Сверхбыстрое изменение анизотропии и спинтронные явления.
7. Заключение (877).

Список литературы (878).

П.Г. Баранов⁽¹⁾, А.М. Калашникова^(1,*), В.И. Козуб⁽¹⁾,
В.Л. Корнев⁽¹⁾, Ю.Г. Кусраев⁽¹⁾, Р.В. Писарев⁽¹⁾, В.Ф. Сапега⁽¹⁾,
И.А. Акимов^(1,2), М. Байер^(1,2), А.В. Щербаков^(1,2), Д.Р. Яковлев^(1,2)

⁽¹⁾ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
ул. Политехническая 26, 194021 С.-Петербург,
Российская Федерация

⁽²⁾ Experimental Physics II, TU Dortmund, Otto-Hahn str. 4,
D-44227 Dortmund, Germany

E-mail: * kalashnikova@mail.ioffe.ru

Статья поступила 7 сентября 2018 г.,
после доработки 19 сентября 2018 г.

1. Введение

Спиновая электроника — спинтроника [1] — призвана решить проблему обработки и передачи информации не с

© П.Г. Баранов, А.М. Калашникова, В.И. Козуб,
В.Л. Корнев, Ю.Г. Кусраев, Р.В. Писарев, В.Ф. Сапега,
И.А. Акимов, М. Байер, А.В. Щербаков, Д.Р. Яковлев 2019

помощью переноса заряда, используемого в традиционной электронике, а с помощью спина электрона или других квазичастиц. В настоящее время существуют несколько направлений в спинтронике, решающих задачи создания и считывания требуемых спиновых состояний в наноструктурах и управления ими как внешним магнитным полем, так и альтернативными воздействиями. Современная спинтроника имеет дело с широким диапазоном типов магнитных состояний, от одиночных спинов до связанных обменным взаимодействием несоразмерных спиновых структур. Кроме того, средами для спинтроники сейчас являются не только "традиционные" полупроводники и металлы, но и длительное время остававшиеся за пределами рассмотрения диэлектрики.

Исследования по *полупроводниковой спинтронике* [2, 3] направлены на поиски новых путей генерации и использования спин-поляризованных носителей — спиновый транспорт, оптическая ориентация, разработка спиновых поляризаторов, усилителей, спиновых затворов и других многофункциональных устройств. Спинтронные устройства на основе полупроводников легко могут быть интегрированы с традиционной полупроводниковой электроникой. Одним из возможных направлений полупроводниковой спинтроники является интеграция полупроводниковой логики и магнитной памяти путём разработки новых гибридных устройств полупроводник/ферромагнетик, которые могли бы выполнять функцию как логики, так и памяти и изготавливаться в рамках одной технологии. Важным аспектом полупроводниковой спинтроники является возможность использования различных материалов с заданными свойствами: низкоразмерных структур или разбавленных магнитных полупроводников. Так, например, двумерные системы (квантовые ямы) позволяют варьировать величину спин-орбитального взаимодействия, а квантовые точки обнаруживают большие времена спиновой релаксации.

Новая эра в полупроводниковой спинтронике связана с достижением предельной миниатюризации благодаря созданию устройств на основе одиночных атома, молекулы, дефекта и, наконец, спина. Этот фантастический сценарий начинает реализовываться в настоящее время после открытия уникальных оптических и магнитных свойств ряда дефектов в алмазе и карбиде кремния и развития методик, позволяющих регистрировать одиночные спины при комнатной температуре. Манипулировать спиновыми состояниями одного центра атомарных размеров при комнатной температуре стало возможным благодаря оптически детектируемому магнитному резонансу на одиночном спине, реализуемому на основе уникального цикла оптического выстраивания населённости спиновых уровней. Одиночные спиновые центры окраски в алмазе и карбиде кремния рассматриваются сейчас как основа для создания нового поколения квантовых приборов атомарных размеров.

Бурное развитие *спинтроники в металлических структурах* в значительной степени связано с открытием эффекта гигантского магнетосопротивления в тонких металлических плёнках, т.е. чувствительности сопротивления, испытываемого отдельными носителями заряда, к взаимной ориентации их спинов и намагниченности образца [4, 5]. За его открытие физики Альбер Ферт и Петер Грюнберг в 2007 г. были удостоены Нобелевской премии. Развитие работ по магнетосопротивлению при-

вело к обнаружению разных типов этого явления и вскоре к созданию сенсоров [6], используемых в считывающих головках накопителей на жёстких магнитных дисках. Спинтронные явления в ферромагнитных металлах не только нашли применение в реальных устройствах обработки информации, но и лежат в основе функционирования перспективных элементов спинтронных устройств, таких как ячейки магнитной записи со случайным доступом [7], трековая память [8], спиновые наногенераторы [9] и др.

Развитие технологий получения гетероструктур, расширение возможностей экспериментальных методик исследования и теоретических методов описания и предсказания их свойств не только способствовали прогрессу в развитии уже упомянутых классических разделов спинтроники, но и привели к появлению двух новых направлений: *магнонной* [10, 11] и *антиферромагнитной* [12, 13] спинтроники. Новизна *магнонной спинтроники* состоит в том, что носителем углового момента в ней являются квазичастицы — магноны, т.е. кванты спиновых волн. Это, например, позволяет реализовать перенос углового момента в диэлектриках, исключая омические потери, неизбежные в металлах и полупроводниках. Развитие *антиферромагнитной спинтроники* может привести к существенному прогрессу в быстродействии спинтронных устройств благодаря суб- и терагерцевым частотам магнитных резонансов в антиферромагнетиках.

В спинтронике можно условно выделить две важные задачи, над решением которых ведётся активная работа. Первой является создание материалов и структур с заданным и хорошо контролируемым состоянием одиночных спинов или их ансамблей. Второй важной фундаментальной и практической проблемой является управление отдельными спинами и ансамблями несвязанных и связанных спинов, сочетающее высокую степень пространственной локализации и высокую скорость изменения спинового состояния. Большой интерес сейчас представляют способы воздействия на спины, основанные на использовании электрических полей [14, 15], электрических токов, деформаций, термических градиентов [16] и лазерных импульсов [17], т.е. без приложения внешнего магнитного поля. В настоящем обзоре мы рассмотрим нескольких ярких явлений, важных для развития существующих элементов спинтронных устройств и создания новых. Не ограничивая наш обзор исключительно обсуждением работ, выполненных исследователями ФТИ им. А.Ф. Иоффе, мы делаем акцент на тех направлениях спинтроники, в развитие которых существенный вклад внесли сотрудники ФТИ.

В разделах 2–4, посвящённых полупроводниковой спинтронике, рассматриваются две предельные задачи этого направления: создание упорядоченных спиновых ансамблей и манипуляция одиночными спинами. В разделе 2 рассматривается проблема реализации ферромагнитного упорядочения в разбавленном магнитном полупроводнике (РМП) (Ga, Mn)As. Другой подход к интеграции магнетизма в полупроводниковую электронику представлен в разделе 3, где обсуждаются равновесные и динамические эффекты близости в гетероструктурах ферромагнитный металл/немагнитный полупроводник (ФМ/ПП). В такой системе в принципе может быть реализовано управление поляризацией спинов в полу-

проводнике за счёт влияния ферромагнетика и, наоборот, управление намагниченностью ферромагнетика за счёт влияния полупроводника. В разделе 3 также рассматриваются вопросы о величине взаимодействия между элементами такой гибридной системы и расстояния, на котором оно реализуется. Раздел 4 посвящён одному из самых новых направлений в полупроводниковой спинтронике — манипуляциям одиночными спинами в алмазе и карбиде кремния методом оптически-детектируемого магнитного резонанса.

В разделах 5, 6 рассматриваются методы управления состоянием магнитоупорядоченных структур. Раздел 5 посвящён теоретическому рассмотрению проблемы управления намагниченностью отдельных элементов структур на основе ферромагнитных металлов импульсами электрического поля. В частности, обсуждаются эффекты, связанные с инъекцией спина из одного ферромагнитного элемента в другой. Также рассмотрен эффект, связанный с влиянием электрического потенциала на непрямой обмен между отдельными ферромагнитными элементами, и определены условия, при которых этот эффект можно реализовать в отсутствие тока через систему, что позволяет резко снизить потери. Далее рассмотрен эффект сверхбыстрого переключения намагниченности током в композитных ферромагнитных гетероструктурах, основанный на создании сильно неравновесного магнитного состояния при увеличении температуры электронов. Данный эффект обеспечивает, помимо быстрого действия, существенное уменьшение потерь, поскольку интегральная поглощаемая энергия оказывается небольшой.

Раздел 6 посвящён решению проблемы скорости и эффективности управления магнитным состоянием наноструктур фемтосекундными лазерными импульсами. Рассматривается один широкий класс фемтомагнитных явлений — лазерно-индуцированное управление магнитной анизотропией. Мы обсуждаем, как такое управление можно реализовать в материалах с разной электронной и магнитной структурой, от диэлектриков до металлов и от ферромагнетиков до антиферромагнетиков, а также рассматриваем основанное на сверхбыстром управлении магнитной анизотропией переключение намагниченности без внешнего магнитного поля, генерацию спинового транспорта, а также генерацию высокочастотных магнитных полей, локализованных на нанометровых масштабах.

2. Горячая фотолюминесценция и неупругое рассеяние света с переворотом спина в разбавленных магнитных полупроводниках

2.1. Разбавленные магнитные полупроводники

В настоящее время рассматриваются три подхода к реализации спинтронных устройств на основе полупроводников. Это гибридные структуры, состоящие из ферромагнитного металла и полупроводника (см. раздел 3), разбавленные магнитные/ферромагнитные полупроводники, объединяющие в себе свойства полупроводника и ферромагнетика, и магнитные полупроводники с возможностью интеграции в кремниевую электронику [18]. Этот раздел посвящён уникальным свойствам разбавленных магнитных/ферромагнитных полупроводников (РМП/РФП). Такими свойствами обладают леги-

рованные Mn полупроводники групп II–VI, III–V, IV–VI и IV, в которых наблюдается ферромагнитное упорядочение в ансамбле ионов Mn.

В 1980-е годы были получены разбавленные магнитные полупроводники (Cd, Mn)Te и (Zn, Mn)Se, продемонстрировавшие сильные магнитооптические эффекты [19]. Ферромагнетизм, индуцированный носителями заряда, впервые был обнаружен в IV–VI-полупроводнике (Pb, Sn, Mn)Te [20]. Сильный магнитооптический эффект наблюдался [21] и в GaAs:Mn, где гигантское усиление поляризации фотолюминесценции происходило вследствие обменного взаимодействия дырок, связанных на акцепторе иона Mn, с электронами его $3d^5$ -оболочки (p–d-обмен). Характер обменного p–d-взаимодействия оказался антиферромагнитным, что было подтверждено многочисленными исследованиями [22–26]. Наличие сильного обменного взаимодействия между дырками и d-электронами иона Mn позволяло надеяться на формирование ферромагнитного порядка в сильно легированных образцах, поскольку Mn, являясь акцепторной примесью, предоставляет в GaAs как локализованные магнитные моменты, так и дырки, способные переносить спиновую поляризацию между локализованными магнитными моментами. Однако способность Mn к сегрегации при больших концентрациях и типичных для GaAs температурах роста в течение длительного времени не позволяла реализовать в этой системе режим РФП.

Прорыв был совершён в 1990-е годы, когда были успешно выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии при низких температурах (In, Mn)As и (Ga, Mn)As [27–31], демонстрировавшие индуцированный дырками ферромагнетизм. Это открытие привело к бурному исследованию таких материалов, поскольку они хорошо совместимы с полупроводниковой электроникой на основе полупроводников групп III–V, и в настоящее время играют роль прототипов ряда полупроводниковых спинтронных устройств. Хотя недостатком РФП (Ga, Mn)As является довольно низкая температура Кюри, $T_C = 200$ K [32], в последнее время продемонстрирована работа нескольких элементов спинтроники, созданных на его основе [33–36], а также несколько различных спин-зависимых явлений, в принципе пригодных для приложений [37–41].

Несмотря на активные экспериментальные и теоретические исследования РФП (Ga, Mn)As, начатые в конце 1990-х годов, полного понимания природы ферромагнетизма, а следовательно, контроля за его свойствами и управления ими до сих пор не достигнуто. В настоящее время большинство теоретических моделей предполагает, что дырки играют ключевую роль в установлении ферромагнитного порядка в (Ga, Mn)As. Однако до сих пор остаётся открытым вопрос: в каком состоянии находятся эти дырки? Наиболее популярный теоретический подход, развитый в работе [42], объясняет ферромагнетизм в (Ga, Mn)As на основе модели среднего поля Зинера, которая предполагает, что обменное p–d-взаимодействие подвижных (вырожденных) дырок валентной зоны с локализованными ионами Mn приводит к формированию ферромагнитного порядка. В рамках этой модели объяснён ряд свойств (Ga, Mn)As [43–45]. С другой стороны, из оптических [46–49] и транспортных [50, 51] экспериментов следует, что уровень Ферми дырок, ответственных за ферромагнетизм, находится в примесной зоне. Поэтому для объяснения экспериментов по

туннельному транспорту через слой (Ga, Mn)As в работе [52] обсуждается в качестве одной из альтернативных модель двойного обмена Зинера, в которой ферромагнитный порядок возникает в результате прыжков спин-поляризованных дырок [53].

В разделах 2.2, 2.3 рассмотрены результаты оптических исследований РФП (Ga, Mn)As методами поляризационной магнито- и пьезоспектроскопии и неупругого рассеяния света с переворотом спина. Эти исследования позволили получить важную информацию о величине обменного поля, действующего на дырки, и его зависимости от одноосной деформации, о коэффициенте спиновой диффузии дырок и перенормировке g -фактора иона Mn. Известно, что низкотемпературный рост приводит к возникновению большого числа центров безызлучательной рекомбинации (с временем жизни $\tau \sim 10^{-13} - 10^{-12}$ с) [54, 55], которые полностью гасят обычную краевую люминесценцию. По этой причине информативная люминесцентная методика до сих пор не использовалась при исследовании данного материала. С другой стороны, эффективная безызлучательная рекомбинация не приводит к гашению люминесценции горячих электронов (горячая фотолюминесценция — ГФЛ) [48, 56], что позволило использовать эту методику для исследования магнитных свойств (Ga, Mn)As.

2.2. Поляризованная горячая фотолюминесценция в (Ga, Mn)As

На рисунках 1а и б сплошными кривыми показаны спектры ГФЛ, измеренные на парамагнитном (ПМ) и

ферромагнитном (ФМ) образцах (Ga, Mn)As соответственно. Содержание Mn в ПМ- и ФМ-образцах составляло $x = 0,008$ и $x = 0,043$ соответственно. Эпитаксиальные слои $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ были выращены на подложке GaAs, которая вызывает деформацию растяжения в плоскости слоя. В результате этой деформации ось лёгкого намагничивания лежит в той же плоскости [57]. Известно, что ГФЛ [58] циркулярно поляризована при циркулярно поляризованном возбуждении. Поэтому явление оптической накачки спин-поляризованных электронов использовалось в работе [59] для исследования поляризации дырок в обменном поле ФМ-фазы, что позволило оценить величину этого поля. На рисунках 1а, б синими и красными кружками показана спектральная зависимость циркулярной поляризации ГФЛ ПМ-образца, измеренная при температурах $T = 4$ К и 100 К соответственно. В этом эксперименте циркулярно поляризованные фотоны рожают спин-поляризованные электроны в зоне проводимости. При рекомбинации спин-поляризованных электронов с равновесными неполяризованными по спину дырками рождаются циркулярно поляризованные фотоны ГФЛ. Электроны, рекомбинирующие из точки рождения, не успевают релаксировать по спину за время своей жизни. Поэтому циркулярная поляризация ГФЛ максимальна на высокоэнергетичном крае. Энергетическая релаксация электронов ко дну зоны проводимости сопровождается их спиновой релаксацией, что проявляется в убывании циркулярной поляризации ГФЛ с уменьшением энергии. В ПМ-образце циркулярная поляризация и её

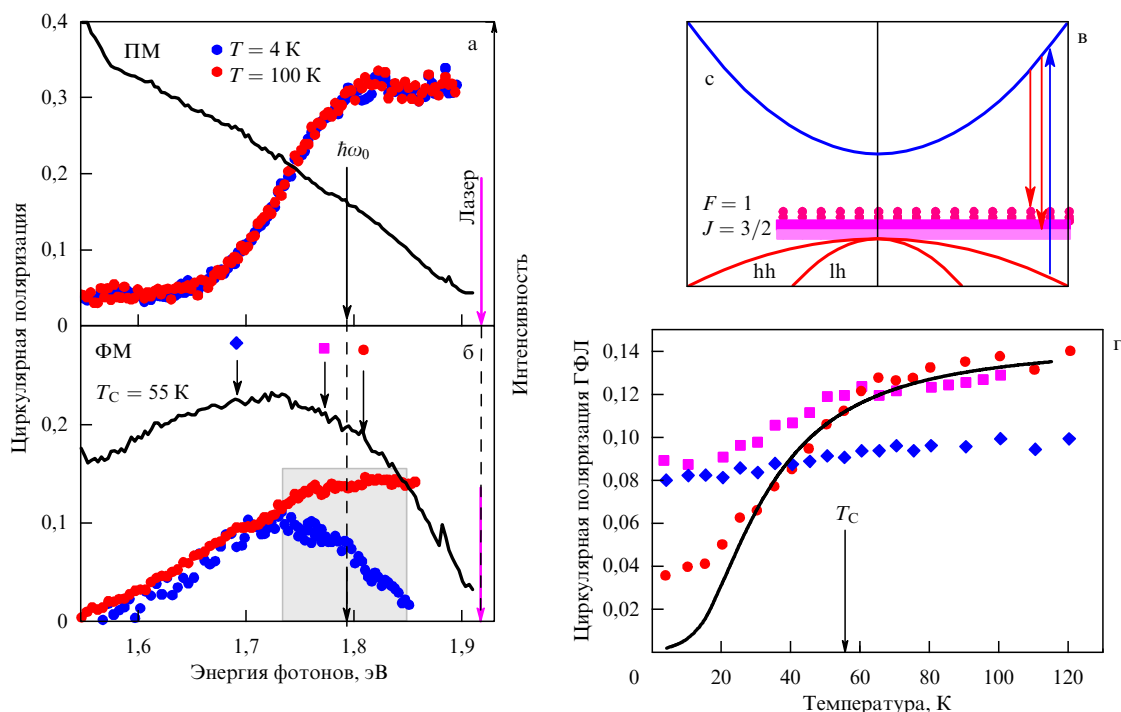


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Спектры интенсивности (сплошные кривые) и поляризации (символы) ГФЛ, измеренные на парамагнитном (а) и ферромагнитном (б) образце (Ga, Mn)As. Спектры поляризации измерены при двух температурах: $T = 4$ К (синие кружки), $T = 100$ К (красные кружки). Стрелками на рис. б отмечены спектральные точки, в которых измерялась температурная зависимость циркулярной поляризации на ФМ-образце, представленная на рис. г. (в) Схема оптических переходов, поясняющая природу ГФЛ; стрелка, направленная вверх, — возбуждение, стрелки, направленные вниз, — рекомбинация горячих электронов с дырками, связанными на акцепторе или локализованными в примесной зоне, с — зона проводимости, hh — подзона тяжёлых дырок, lh — подзона лёгких дырок. (г) Зависимости циркулярной поляризации ГФЛ от температуры, измеренные в спектральных точках, отмеченных стрелками на рис. б соответствующими символами. Сплошная кривая — результаты теоретического расчёта.

спектральная зависимость нечувствительны к увеличению температуры в диапазоне $T = 4\text{--}200\text{ К}$, т.е. до тех пор, пока дырки связаны на акцепторе. Как видно, спектральные зависимости циркулярной поляризации, измеренные при $T = 4$ и 100 К , совпадают.

Ситуация радикально меняется в случае ФМ-образца. На рисунке 1б представлена циркулярная поляризация ГФЛ в ферромагнитном образце (температура Кюри $T_C = 55\text{ К}$) при тех же двух температурах. При высокой температуре, т.е. при $T = 100\text{ К}$, поляризация падает по спектру, как в случае ПМ-образца. Понижение температуры до температуры жидкого гелия приводит к существенному уменьшению поляризации на самом высокоэнергетичном крае спектра (см. затемнённую область на рис. 1б) и незначительному уменьшению поляризации в низкоэнергетичной части спектра. Такое поведение поляризации легко объяснить, если учесть, что при $T < T_C$ в ФМ-образце спин равновесных дырок ориентируется в обменном поле. В исследованных образцах лёгкая ось магнитной анизотропии, как и направление обменного поля, лежит в плоскости образца. При температурах, превышающих температуру Кюри $T_C = 55\text{ К}$, спины равновесных дырок ориентированы случайным образом. Поэтому люминесценция, обусловленная рекомбинацией равновесных дырок с электронами, спины которых ориентированы по волновому вектору излучения, оказывается циркулярно поляризованной. При $T < T_C$ спины дырок ориентируются в обменном поле, которое в нашем случае лежит в плоскости образца, т.е. перпендикулярно ориентации спинов горячих электронов. В такой геометрии следует ожидать уменьшения поляризации ГФЛ, что и наблюдается на самом высокоэнергетичном крае спектра.

Разное влияние температуры на поляризацию на высоко- и низкоэнергетичном краях спектра ГФЛ объясняется суперпозицией вкладов от оптических переходов двух типов (рис. 1в), которые по-разному поляризуются в обменном поле. Это наглядно демонстрируют зависимости поляризации от температуры, измеренные в трёх спектральных точках, отмеченных на рис. 1б. Расчёты показали [59], что полная поляризация дырок, связанных на акцепторе, может привести к уменьшению поляризации ГФЛ на 5 % от начальной величины, наблюдаемой в отсутствие обменного поля. Именно такое изменение поляризации наблюдается на низкоэнергетичном крае ГФЛ. Поляризация люминесценции, обусловленной рекомбинацией спин-поляризованных электронов со слабо связанными дырками, характеризующимися спином $3/2$, может уменьшиться до нуля в обменном поле, которое ориентирует спин дырок в плоскости образца, т.е. перпендикулярно спину электрона. В расчёте предполагалось, что дырка со спином $3/2$ локализована на слабом потенциале флуктуаций состава. Такие состояния могут формироваться в примесной зоне из возбуждённых состояний акцептора марганца. Состояния такой примесной зоны рассчитывались в модели потенциала нулевого радиуса. Зависимость поляризации такого перехода от температуры показана сплошной кривой на рис. 1г. Как видно, теоретическая зависимость достаточно хорошо описывает поведение поляризации на высокоэнергетичном крае ГФЛ, где доминирует вклад в люминесценцию от слабосвязанных дырок примесной зоны.

Теоретическая зависимость содержит величину обменного поля или величину спинового расщепления

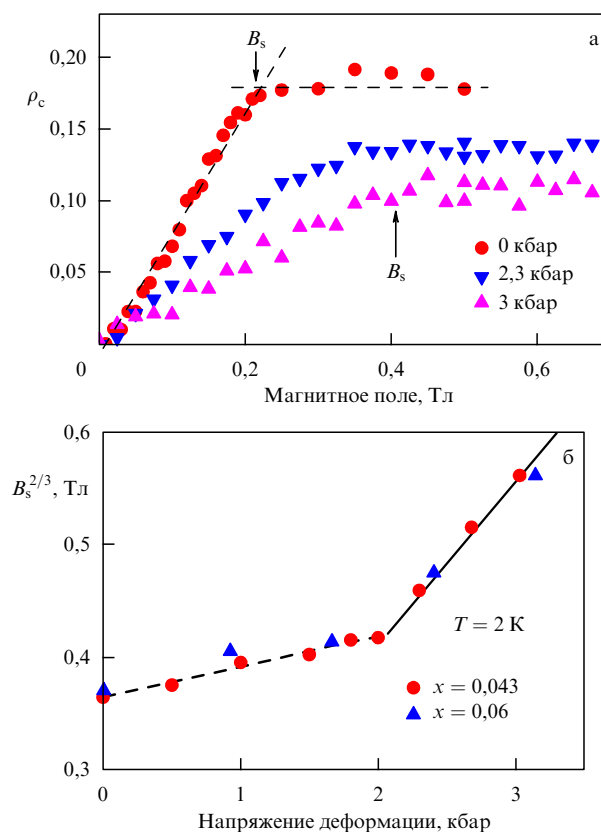


Рис. 2. (а) Зависимости циркулярной поляризации ГФЛ от магнитного поля, измеренные в отсутствие деформации и при значениях одноосной деформации $P = 2,3\text{ кбар}$ и $P = 3\text{ кбар}$. Стрелка, обозначенная как B_s , отмечает значение насыщающего магнитного поля. (б) Зависимость величины $B_s^{2/3}$ от приложенной одноосной деформации P . Наклоны штриховой и сплошной линий определяют два разных режима поведения намагниченности в ФМ-образцах с содержанием $\text{Mn } x = 0,043$ (кружки) и $x = 0,06$ (треугольники).

дырки в качестве подгоночного параметра. В результате такой подгонки величина спинового расщепления слабо связанной дырки была оценена в 6 мэВ , что эквивалентно величине обменного поля в $B_{\text{eff}} = 90\text{ Тл}$. Это значение оказалось существенно меньше предсказываемого моделью среднего поля Зинера. Для образца со сравнимым содержанием $\text{Mn } x = 0,05$ при предположении, что дырки вырождены, эта модель предсказывает величину спинового расщепления 30 мэВ [42]. С другой стороны, полученное значение спинового расщепления слабосвязанных дырок оказалось заметно большим константы обменного взаимодействия в изолированном акцепторе марганца, равной $2,3\text{ мэВ}$ [26]. Таким образом, слабосвязанные дырки примесной зоны взаимодействуют с большим числом атомов марганца и тем самым испытывают воздействие более сильного обменного поля. По-видимому, именно эти коллективизированные дырки индуцируют ферромагнитный порядок в $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$.

2.3. Горячая фотолюминесценция в $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ под влиянием одноосных статических деформаций

Обсудим теперь возможность управления намагниченностью РФП с помощью внешней деформации. Известно, что магнитной анизотропией различных материалов и структур можно управлять посредством дефор-

мации, возникающей в процессе эпитаксиального роста [60, 61], а также с помощью оптически-индуцированных динамических деформаций (см. раздел 6.2.4). Влияние одноосной стационарной деформации на намагниченность РФП (Ga,Mn)As во внешнем магнитном поле изучено в работе [62].

На рисунке 2а показаны зависимости циркулярной поляризации ГФЛ, измеренные при разных внешних деформациях, приложенных перпендикулярно внешнему магнитному полю. Сравнение поляризационных кривых, измеренных при разных деформациях, показывает, что с увеличением деформации уменьшается значение насыщения ρ^{sat} (горизонтальная штриховая линия на рис. 2а) поляризации ГФЛ, а величина магнитного поля B_s , при котором поляризационные кривые выходят на насыщение, возрастает. Уменьшение значения насыщения поляризации ρ^{sat} , которое наблюдается также в случае легированного образца, объясняется тривиальным эффектом смешивания подуровней $m_F = 0, \pm 1$ основного состояния акцептора Mn с возрастанием деформации. Анализ зависимости магнитного поля насыщения от деформации $B_s^{2/3}(P)$ (рис. 2б) выявил его нетривиальное поведение. В этой зависимости можно выделить два линейных участка с разными наклонами. На начальном этапе зависимость насыщающего поля от деформации характеризуется слабым наклоном. При превышении деформацией величины $P \geq 2$ кбар наклон этой зависимости резко возрастает. Зависимость магнитного поля насыщения B_s от приложенной деформации P может быть выражена в виде

$$B_s = \begin{cases} 8\sqrt{\frac{(K_1 + K_{u1})^3}{6K_1}} \left(1 + \frac{b_1}{2(K_1 + K_{u1})} P\right)^{3/2} & \text{при } P < P_m, \\ 8\sqrt{\frac{(K_1 + 2K_{u1} + 2K_{u2})^3}{3K_1}} \left(1 + \frac{b_1 + b_2}{K_1 + 2K_{u1} + 2K_{u2}} P\right)^{3/2} & \text{при } P > P_m, \end{cases} \quad (1)$$

$$(2)$$

где величина P_m определяется выражением

$$P_m = \frac{(2^{5/3} - 1)K_1 + 2(2^{2/3} - 1)K_{u1} - 2K_{u2}}{b_2 - (2^{2/3} - 1)b_1}, \quad (3)$$

K_1 — константа кубической анизотропии, K_{u1} — константа анизотропии типа "лёгкая ось", K_{u2} — константа анизотропии, учитывающая наличие лёгкой оси в плоскости, b_i — магнитоупругие коэффициенты. Зависимость $B_s^{2/3}(P)$, представленную на рис. 2б, можно объяснить следующим образом. При приложении одноосной деформации вектор намагниченности ориентируется вдоль направления приложенной деформации и при увеличении магнитного поля начинает вращаться в плоскости (P, B) . Зависимость, представленная на рис. 2б, явно демонстрирует наличие перехода от условия (1) к условию (2). В обоих образцах этот переход происходит при $P_m \approx 2$ кбар. Наблюдаемая зависимость наилучшим образом описывается при следующих параметрах: $K_1 \approx 510$ Эсм⁻³, $K_{u1} \approx 100$ Эсм⁻³, $K_{u2} = -35$ Эсм⁻³, $b_1 \approx 90$ Экбар⁻¹, $b_2 \approx 690$ Экбар⁻¹.

Влияние одноосной деформации на магнитные свойства (Ga,Mn)As не ограничивается только поворотом вектора намагниченности по направлению деформации,

оно проявляется также в зависимости обменной константы p - d -взаимодействия от величины деформации. Недавно в работе [63] было показано, что в случае изолированного акцептора Mn одноосная деформация приводит к уменьшению обменной константы на 20 % при $P = 5$ кбар. Очевидно, что такой эффект необходимо учитывать при анализе влияния деформации на магнитные свойства РФП.

2.4. Спиновая релаксация в (Ga,Mn)As

Обменное p - d -взаимодействие между дырками и магнитными ионами приводит к установлению ферромагнитного порядка. Это же взаимодействие приводит к перенормировке g -фактора самого иона Mn, а также к релаксации его спина. Исследования коллективных возбуждений дырка-магнитный ион проводились такими методами, как магнитооптический эффект Керра с временным разрешением [64–66], ферромагнитный резонанс [67, 68] и пикосекундная магнитоакустика [69].

Для выявления механизмов спиновой релаксации марганца в магнитном полупроводнике (Ga,Mn)As и определения его эффективного g -фактора мы использовали метод неупругого рассеяния света с переворотом спина (РСПС) [25, 26, 70]. Исследовалась зависимость ширины и энергетического сдвига линии РСПС от температуры и приложенного магнитного поля. Исследовались образцы $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с атомной долей марганца $x = 1\%$ ($T_C = 35$ К), $x = 1,4\%$, $x = 4,3\%$ ($T_C = 55$ К). На рисунке 3а серым цветом представлен спектр РСПС легированного образца GaMn:As ($p = 10^{18}$ см⁻³). Энергетический сдвиг центра линии РСПС и его зависимость от приложенного магнитного поля $\Delta = g\mu_B B$ (где μ_B — магнетон Бора) соответствует $g = 2$, что позволяет связать данную линию с переходом, соответствующим перевороту спина марганца и расщеплённым во внешнем магнитном поле. В легированном образце ширина линии РСПС и её энергетический сдвиг в фиксированном магнитном поле не зависят от температуры.

В парамагнитном РМП (пурпурная кривая на рис. 3а) линия РСПС сильно уширена, но её ширина и энергетический сдвиг также не зависят от температуры. Напротив, в ферромагнитном РМП ширина этой линии и её энергетический сдвиг зависят от температуры (ср. спектры при $T = 4$ К (красная линия на рис. 3а) и при $T = 160$ К (синяя линия на рис. 3а)). Отсутствие зависимости ширины линии от магнитного поля позволяет заключить, что ширина линии РСПС в ферромагнитном РМП связана с поперечной спиновой релаксацией марганца, которая была измерена в широком диапазоне температур, $T = 2–200$ К, для трёх образцов (рис. 3в).

Для описания модификации g -фактора марганца и времени его поперечной спиновой релаксации использовалась концепция двух магнитных подсистем, состоящих из ансамбля дырок и ионов марганца. Известно, что прямое взаимодействие центров марганца в (Ga,Mn)As отсутствует и ферромагнетизм обусловлен наличием дырок [71]. Строгая микроскопическая теория, описывающая природу ферромагнетизма в такой системе, до сих пор отсутствует [71]. Мы разработали феноменологическое описание поведения спина иона марганца в исследуемой сильнокоррелированной спиновой системе. Для описания спиновой динамики ансамбля дырок и ионов марганца были введены поля намагниченности этих подсистем [72]. При этом предполагалось наличие

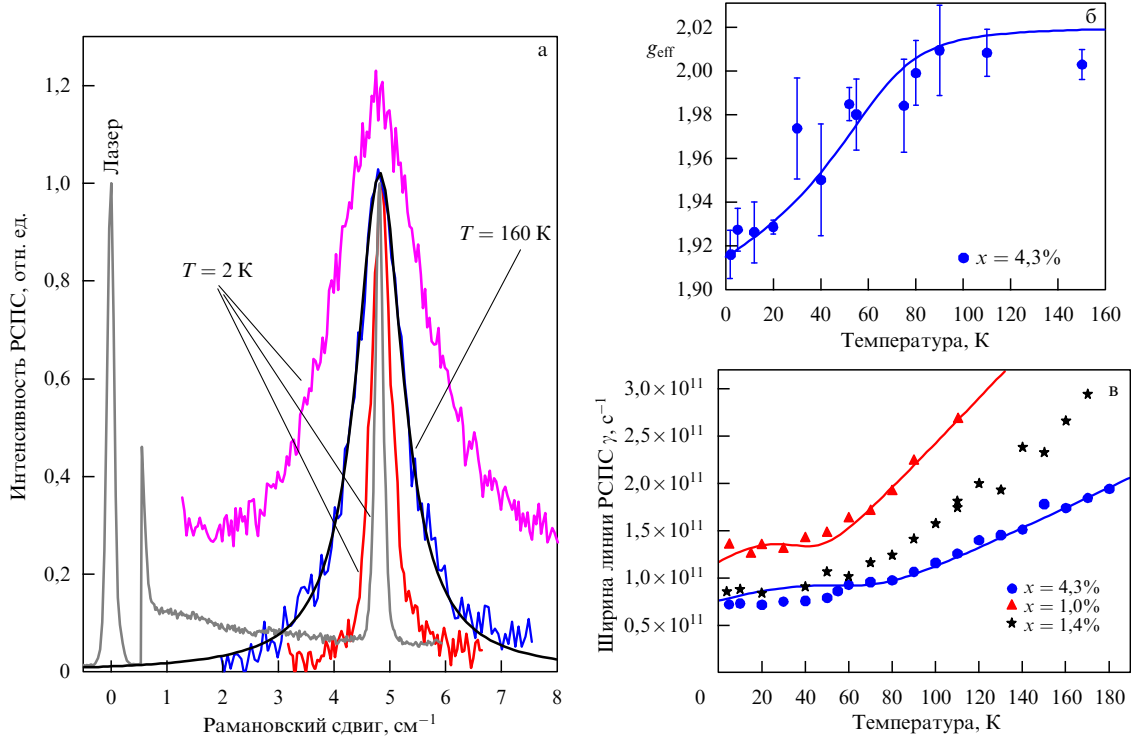


Рис. 3. (В цвете онлайн.) (а) Спектры РСПС, измеренные на легированном GaAs:Mn (концентрация Mn 10^{18} см^{-3}) в ПМ-образце ($x = 0,008$) и ФМ-образце ($x = 0,043$) для температур $T = 2 \text{ К}$ и $T = 160 \text{ К}$. (б) Зависимость g -фактора Mn от температуры, измеренная для ФМ-образца ($x = 0,043$). (в) Зависимость ширины линии РСПС от температуры, измеренная на образцах с $x = 0,01$, $x = 0,014$ и $x = 0,043$. Сплошные кривые — результат аппроксимации экспериментальных результатов с помощью выражения (5).

обменного взаимодействия между двумя магнитными подсистемами, спиновой диффузии дырок, спиновой релаксации дырок из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне GaAs, а также учитывались спиновые волны в данной системе. При этих предположениях эффективный g -фактор g_{eff} и скорость поперечной спиновой релаксации γ марганца можно представить в виде [70]

$$g_{\text{eff}}(T) \approx g_S - (g_S - g_J) \frac{\lambda_S M_J^0 (\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)}{(\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)^2 + \gamma_h^2}, \quad (4)$$

$$\gamma(T) \approx \frac{T \lambda_S^2}{(2\pi)^2 (D \sqrt{\alpha_J C_J} + C_J \sqrt{D \gamma_h})} + \gamma_h \frac{\lambda_S M_J^0 (\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)}{(\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)^2 + \gamma_h^2}, \quad (5)$$

где M_S , M_J — намагниченности спиновых подсистем Mn и дырок (последней можно пренебречь [71]), $\lambda_S = \lambda_{gS} \mu_B / \hbar$ и $\lambda_J = \lambda_{gJ} \mu_B / \hbar$ описывают взаимодействие между спиновыми подсистемами, D — коэффициент спиновой диффузии дырок, γ_h — скорость спиновой релаксации дырок, $C_J = (C_1 C_2 - C_3^2) / C_1$. Здесь C_i — константы, описывающие энергетический спектр спиновых волн дырок (C_2), ионов Mn (C_1) и коллективной моды (C_3).

Эффективный g -фактор в данной концепции определяет частоту коллективной моды прецессии системы [72]. Для описания модификации g -фактора марганца можно рассмотреть линеаризованные уравнения движения, предполагая отклонение от равновесного состояния намагниченности малым. Параметром, определяющим температурную зависимость эффективного g -фактора

марганца, является средняя намагниченность в системе. При этих предположениях нами была определена температурная зависимость эффективного g -фактора центров марганца (4). При температурах выше точки Кюри в связи с отсутствием среднего магнитного момента в системе перенормировки g -фактора не происходит (рис. 3б).

Анализ уравнений (4), (5) позволил определить также два вклада во время спиновой релаксации (5), связанных с дырками (рис. 3в). При температурах ниже T_C происходит быстрая спиновая релаксация дырок, связанная с наличием спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне арсенида галлия. Спиновая релаксация дырок вызывает релаксацию спинов ионов марганца из-за коллективного движения подсистем, состоящих из ионов марганца и ансамбля дырок. Для осуществления этого механизма необходимо наличие в системе среднего магнитного момента. Поэтому данный механизм спиновой релаксации Mn является основным при температурах ниже T_C . Второй механизм обусловлен флуктуациями спина дырочной подсистемы, приводящими к появлению эффективного магнитного поля, действующего на спин ионов марганца. Этот механизм присутствует во всем диапазоне температур, но является основным при $T > T_C$. Из сравнения теоретических и экспериментальных зависимостей времени поперечной спиновой релаксации ионов марганца были определены время спиновой релаксации дырок в ферромагнитном соединении (Ga, Mn)As 0,9 пс и характерное время спиновой релаксации ионов марганца 30 пс.

В заключение отметим, что применение оптических методов для исследования РФП позволило получить важную информацию о механизмах спиновой релаксации ионов Mn и обменной перенормировке его g -фак-

тора. Наши исследования также показали, что магнитные свойства (Ga, Mn)As крайне неоднородны — это выражается в сосуществовании ФМ- и ПМ-фаз в номинально ферромагнитном образце. Детальный анализ поляризационных характеристик ГФЛ позволяет сделать вывод о том, что за ферромагнетизм отвечают делокализованные дырки примесной зоны. Наконец, мы продемонстрировали возможность управления вектором намагниченности с помощью одноосной деформации.

3. Ферромагнитный эффект близости в гибридной структуре ферромагнетик – полупроводник

Альтернативная созданию РМП стратегия для интеграции магнетизма в полупроводниковую электронику основана на сочетании в одной гетероструктуре ферромагнитного и полупроводникового (ПП) материалов. В таких гибридных ФМ/ПП-структурах каждый компонент сохраняет свои основные свойства без ухудшения свойств другого компонента: высокую подвижность носителей заряда в ПП и магнитные свойства ФМ [73].

Выбор оптимального сочетания ФМ/ПП из множества возможных материалов является ключевой задачей. Одна из концепций в области гибридных структур ФМ/ПП основана на явлении инжекции ориентированных по спину носителей заряда из ФМ в ПП [1]. Спиновая поляризация носителей заряда в ПП может быть получена с эффективностью до 50 % [35], однако большая разница электрических сопротивлений ПП и ФМ снижает эту эффективность. Другая концепция основана на p – d обменном взаимодействии магнитных атомов ФМ с дырками в ПП-квантовой яме. Это взаимодействие индуцирует ферромагнитный эффект близости — равновесную спиновую поляризацию дырок, которая в свою очередь влияет на ориентацию намагниченности [74]. Объединённая спиновая система ФМ/ПП является гибкой, поскольку её магнитной анизотропией можно управлять оптически и электрически.

Исторически эффект близости ФМ/ПП был обнаружен в гибридной структуре ферромагнетик/объёмный полупроводник Ni/GaAs [75, 76]. Ni диффундирует в GaAs, создавая магнитный интерфейс NiGaAs. Важной особенностью этого интерфейса является наличие эффекта фотокоэрцитивности, т.е. оптической перестройки его коэрцитивного поля [77, 78]. Фотокоэрцитивность обусловлена влиянием полупроводника GaAs на ферромагнитный интерфейс, и этот эффект уменьшается, если энергия фотона ниже запрещённой зоны GaAs. Таким образом, оптическое возбуждение GaAs контролирует обменное взаимодействие электронов в интерфейсе NiGaAs.

Современные нанотехнологии позволяют создавать гетероинтерфейсы ФМ/ПП, контроль за участками которых может проводиться с нанометровой точностью. Поиск идеальной гетеропары для гибридных структур ФМ/ПП включает в себя решение двух основных задач: 1) установление поляризации спинов носителей заряда в квантовой яме (КЯ); 2) осуществление электрического контроля за ферромагнетизмом через поляризованные по спину носители заряда. Сегодня удалось успешно решить только первую задачу: спиновая поляризация носителей заряда в ПП-квантовой яме приводит к появлению циркулярно поляризованной люминесценции [79–81].

Уникальность структур ФМ/ПП заключается в сочетании магнетизма и возможности управления концентрацией носителей заряда в полупроводнике, что даёт возможность электрического управления магнетизмом объединённой системы. Ключевым здесь является вопрос о том, на какое расстояние могут распространяться спин-спиновые взаимодействия от ферромагнетика к полупроводнику, так как от этого зависят функциональные возможности устройства, основанного на таких гибридных структурах.

Самое сильное взаимодействие — обменное — обусловлено перекрытием волновых функций, но оно является короткодействующим. Однако в работе [81] для гетероструктуры со слоем Co, расположенным на расстоянии ~ 10 нм от полупроводниковой квантовой ямы CdTe (Co/CdMgTe/CdTe/CdMgTe), было обнаружено дальнедействующее эффективное обменное взаимодействие, не ограниченное перекрытием волновых функций. Выдвинута гипотеза о том, что это взаимодействие осуществляется с помощью поперечных акустических колебаний кристаллической решётки, эллиптически-поляризованных вблизи магнон-фононного резонанса. В разделах 3.1–3.3 мы рассматриваем современное состояние исследований спин-спиновых взаимодействий в интерфейсных структурах ФМ/ПП.

3.1. Равновесный эффект близости. Поляризация газа дырок в обменном поле ферромагнетика

В работе [74] предложена концепция ферромагнитного эффекта близости, т.е. сильной связи ферромагнитных спинов со спинами носителей заряда немагнитного полупроводника вблизи границы ФМ/полупроводниковая квантовая яма (КЯ) (рис. 4). Ферромагнитная плёнка с намагниченностью M нанесена на полупроводниковую гетероструктуру, состоящую из КЯ, отделённой барьерами от ФМ-плёнки сверху и немагнитного металла

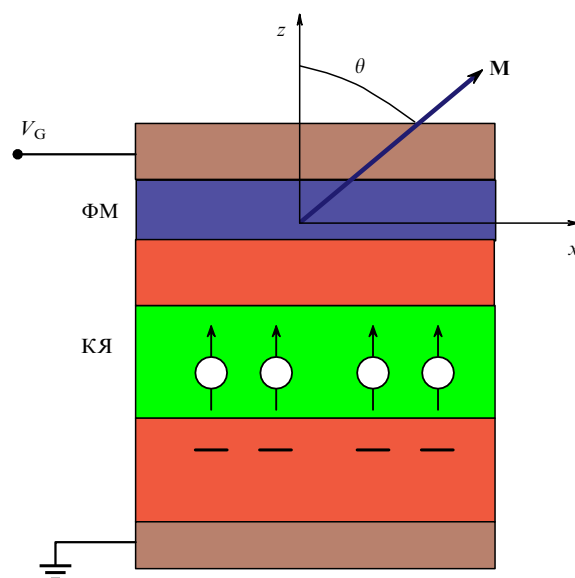


Рис. 4. Схема структуры, в основе работы которой лежит эффект близости. Полупрозрачный барьер отделяет ферромагнетик (ФМ) от квантовой ямы (КЯ), которая в свою очередь отделена барьером от немагнитного металлического контакта. Металлический затвор наверху структуры служит для управления концентрацией дырок в КЯ. Стрелки в КЯ показывают ориентацию спина дырок [74].

снизу. Металлический немагнитный затвор наверху предназначен для управления концентрацией дырок в КЯ. В отсутствие обменного взаимодействия дырок квантовой ямы с магнитными атомами ФМ направление лёгкого намагничивания в последнем совпадает с осью x .

Предполагается также, что спин-орбитальное расщепление тяжёлых и лёгких дырок велико, следовательно, спин дырок в КЯ жёстко привязан к направлению нормали. Если барьер между ФМ и КЯ непроницаем, то спиновые системы ФМ и КЯ не связаны между собой. При этом намагниченность ФМ лежит в плоскости структуры параллельно оси x , тогда как дырочный газ в КЯ не поляризован по спину при нулевом внешнем магнитном поле. Однако в случае полупрозрачного барьера имеется перекрытие волновых функций тяжёлых дырок и магнитных атомов ФМ и возникает обменное взаимодействие дырок и магнитных атомов. Вследствие того что дырочный спин жёстко привязан к нормали, это взаимодействие пропорционально произведению z -компонент спина дырок и вектора $\mathbf{M}$. По мере увеличения обмена становится выгодной спонтанная поляризация дырок по спину. В свою очередь поляризованные дырки поворачивают вектор $\mathbf{M}$ из плоскости к направлению нормали (см. рис. 4). Подача электрического смещения на верхний электрод притягивает дырки к ФМ или отталкивает, увеличивая или уменьшая обменную связь ФМ/ПП. Таким образом, интерфейсное спин-спиновое обменное взаимодействие создаёт единую спиновую систему, свойства которой существенно отличаются от свойств изолированной ФМ-плёнки.

Уникальность системы ФМ/ПП заключается в перестройке свойств немагнитного ПП электрически. В результате ПП не только является пассивной подложкой для ФМ, но и может активно участвовать в обработке информации. Спиновая поляризация в КЯ, вызванная ионами марганца в $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, обнаружена электрически по аномальному эффекту Холла [82]. Эффект близости также обнаружен в похожих структурах по циркулярной поляризации экситонной фотолюминесценции из КЯ [79, 80]. Однако в последнем случае возможен альтернативный механизм, согласно которому возникает динамический эффект близости вследствие спин-зависимого захвата электронов из КЯ в ФМ [83], обсуждаемого в разделе 3.3.

3.2. Дальнедействующий равновесный эффект близости.

Непрямой обмен ферромагнетик – полупроводник через эллиптически поляризованные фононы

Недавно в работе [81] был обнаружен равновесный эффект близости в гетероструктуре ФМ/КЯ $\text{Co}/(\text{Cd}, \text{Mg})\text{Te}/\text{CdTe}/(\text{Cd}, \text{Mg})\text{Te}$, в которой использованы полупроводниковые материалы II–VI групп. Эффект близости начинает проявляться в очень слабых продольных магнитных полях, $B_F = 10$ мТл, как показано на рис. 5а. Это выражается в индуцированной ферромагнетиком циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ), возникающей в результате излучательной рекомбинации электронов зоны проводимости с дырками, связанными на акцепторах в КЯ (переход $e-A^0$). На рисунке 5б показана зависимость от магнитного поля циркулярной поляризации ρ_c^π , которая насыщается при $B_F \approx 40$ мТл с амплитудой эффекта $A \approx 4\%$, что на порядок больше, чем в отсутствие слоя Со.

Результаты измерений динамики ФЛ и её поляризации с временным разрешением показывают, что дырки на акцепторах в КЯ поляризуются вследствие эффективного $p-d$ -обмена с атомами кобальта. Удивительным оказалось то, что этот эффект — дальнедействующий, не связанный с перекрытием волновых функций носителей заряда в КЯ и магнитных атомов ФМ (рис. 5в). Было высказано предположение, что дальнедействующее обменное взаимодействие может быть обусловлено воздействием эллиптически поляризованных фононов на спиновые уровни акцептора в КЯ (рис. 6).

Циркулярно поляризованный фонон с энергией $\hbar\omega_q > \Delta_{\text{II}}$ связывает состояние тяжёлой дырки $+3/2$ с возбуждённым состоянием лёгкой дырки $+1/2$, индуцируя зависящий от спина сдвиг уровней спиновых дырок. Этот эффект является фоновым аналогом динамического оптического эффекта Штарка, или обратного эффекта Фарадея, который возникает при облучении эллиптически поляризованным светом в области прозрачности.

Наличие поляризованных фононов в ФМ-слое связано со взаимодействием между фононами и магнонами, которое приводит к сильному циркулярному дихроизму первых. В гибридной структуре для фононов не существует заметного потенциального барьера на границе между ФМ-слоем и КЯ, в отличие от потенциального

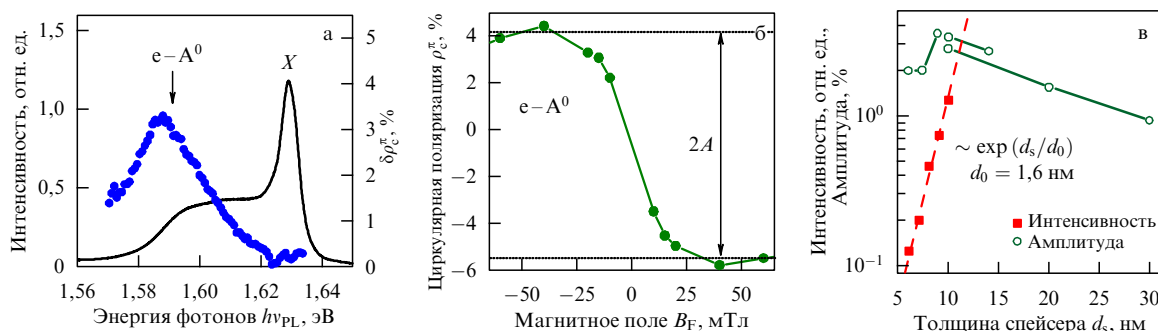


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Дальнедействующий равновесный эффект близости. (а) Спектральная зависимость интенсивности ФЛ и индуцированной циркулярной поляризации $\delta\rho_c^\pi(B_F) = [\rho_c^\pi(+B_F) - \rho_c^\pi(-B_F)]/2$ при линейно поляризованном возбуждении в магнитных полях $B_F = \pm 10$ мТл при температуре $T = 2$ К в гибридной структуре $\text{Co}/(\text{Cd}, \text{Mg})\text{Te}/\text{CdTe}/(\text{Cd}, \text{Mg})\text{Te}$. (б) Зависимость $\rho_c^\pi(B_F)$, измеренная на переходе $e-A^0$, как показано вертикальной стрелкой на рис. а. (в) Зависимость интенсивности ФЛ из КЯ от толщины спейсера d_s (красные квадраты). Штриховая линия — результат подгонки по формуле $\exp(-d_s/d_0)$ с характерной длиной $d_0 = 1,6$ нм. Полые зелёные кружки показывают зависимость амплитуды эффекта близости A от толщины d_s . (Из работы [81].)

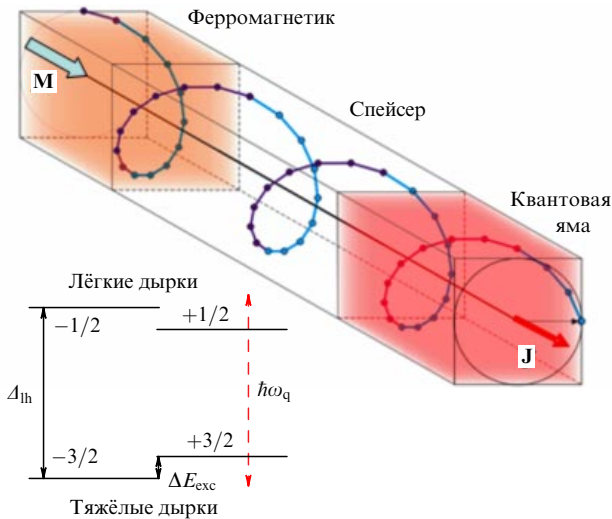


Рис. 6. Иллюстрация циркулярно поляризованной фоновой моды в гибридной структуре ферромагнетик–КЯ и энергетическая диаграмма уровней дырки на акцепторе в КЯ.

барьера, препятствующего туннелированию носителей заряда. Таким образом, фононы с циркулярной поляризацией, которая определяется намагниченностью ФМ, могут относительно свободно проникать в КЯ и взаимодействовать с носителями заряда. Характерные частоты этих эллиптически поляризованных фононов (около 1 мэВ) близки к энергетическому расщеплению между тяжёлыми ($|\pm 3/2\rangle$) и лёгкими ($|\pm 1/2\rangle$) дырками, локализованными на акцепторах в КЯ (квазирезонансный случай). Спин-фононное взаимодействие снимает крамеровское вырождение $|\pm 3/2\rangle$ дублета уже в нулевом внешнем магнитном поле. Величина $\sim 0,1$ мэВ обменного расщепления спиновых уровней акцептора $|\pm 3/2\rangle$ в КЯ была непосредственно измерена с помощью метода неупругого рассеяния света с переворотом спина [84].

3.3. Динамический эффект близости.

Поляризация электронов при спин-зависимом захвате ферромагнетиком электронов из квантовой ямы

Рассмотрим динамический, неравновесный, эффект близости, который обусловлен спин-зависимым захватом электронов из КЯ в ФМ. Туннелирование спиновых уровней носителей заряда из КЯ в ФМ, помимо их расщепления в КЯ (рассмотренного в разделе 3.2), приводит к уширению уровней вследствие конечного времени жизни в КЯ. Это уширение является спин-зависимым, так как оно обусловлено разными вероятностями туннелирования в ФМ носителей заряда со спинами, ориентированными по направлению намагниченности и против него. Динамический эффект обнаружен [83] в гибридных структурах, состоящих из ФМ-слоя (Ga, Mn)As, отделённого от КЯ (In, Ga)As спейсером из GaAs толщиной от 2 до 10 нм (рис. 7а). Спин-зависимый уход электронов в ФМ приводит к динамической спиновой поляризации электронов (рис. 7г) вследствие накопления в КЯ электронов с проекцией спина, соответствующей более медленному туннелированию. В результате спектр (чёрная кривая на рис. 7б) интенсивности ФЛ экситона (линия $e-hh$) оказывается циркулярно поляризованным (красные точки на рис. 7б). Зависимость степени круговой поляризации ФЛ из КЯ от магнитного

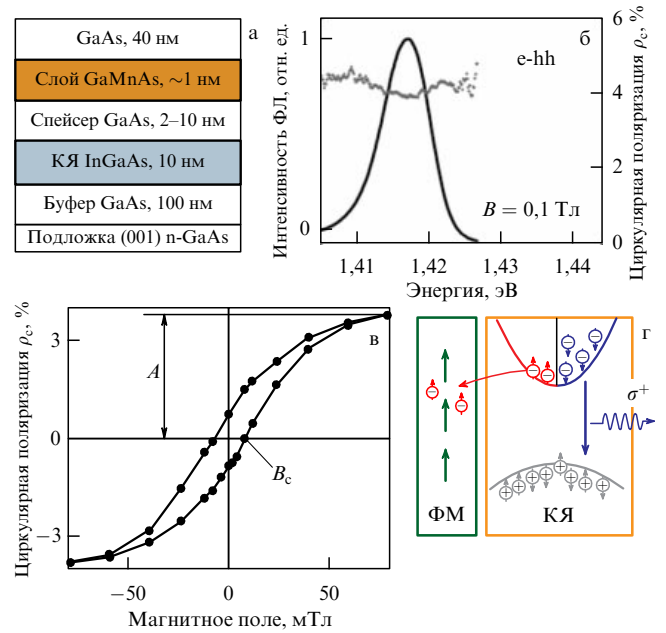


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Динамический эффект близости. (а) Схема структуры. (б) Спектры интенсивности ФЛ (чёрная кривая) и поляризации (красные точки) для образца со спейсером толщиной 10 нм при линейно поляризованном возбуждении с энергией фотонов 1,92 эВ и мощностью 2 мВт при $T = 2$ К. (в) Петля гистерезиса поляризации $\rho_c^\pi(B)$ в геометрии Фарадея для перехода $e-hh$; B_c — коэрцитивная сила, амплитуда $A \equiv \rho_c^\pi(B_F = 80$ мТл). (г) Иллюстрация спин-зависимого захвата и аккумуляции спина электронов.

поля демонстрирует гистерезис (рис. 7в) вследствие перпендикулярной магнитной анизотропии ФМ.

Главным доказательством того, что данный эффект обусловлен спин-зависимым захватом, является зависимость интегральной интенсивности ФЛ из КЯ от циркулярной поляризации возбуждающего света, который генерирует электроны со спином, ориентированным по направлению намагниченности или против него. Для того чтобы обнаружить этот факт, измеряется параметр модуляции $\eta = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$, который определяется как относительная разность полных интенсивностей ФЛ I^+ и I^- при возбуждении σ^+ - и σ^- -поляризованным светом соответственно. Циркулярная поляризация ρ_c^π соответствует относительной разности σ^+ - и σ^- -интенсивностей ФЛ при линейно поляризованном возбуждении. Эксперимент показал, что величина модуляции интенсивности ФЛ (синие квадраты на рис. 8) совпадает с поляризационной зависимостью ρ_c^π (красные кружки на рис. 8).

В случае, когда доминирует механизм равновесной поляризации дырок в обменном поле ферромагнетика, спин-зависимый захват несуществен и параметр модуляции пренебрежимо мал. Таким образом, развитая методика позволяет исследовать как эффекты обменного взаимодействия ФМ/КЯ, так и спин-зависимое туннелирование носителей из КЯ в ФМ.

Исследование оптических и магнитных свойств гибридных систем на основе КЯ и ФМ-слоя свидетельствует о множестве возможных механизмов, лежащих в основе эффекта близости, в частности, таких как короткодействующий обмен за счёт перекрытия волновых функций, спин-зависимый захват носителей из квантовой ямы в ферромагнетик или дальнедействующее взаимодействие

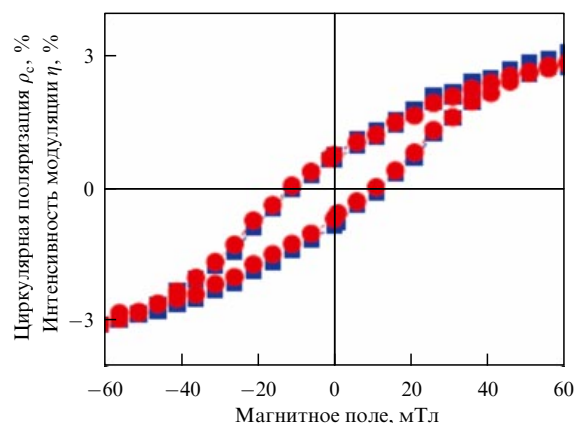


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Магнитные зависимости поляризации ФЛ $\rho_c(B)$ и параметра модуляции интегральной интенсивности ФЛ $\eta(B_F)$, измеренного при возбуждении светом с поляризацией и детектировании полной интенсивности ФЛ на линии рекомбинации экситона.

благодаря циркулярно поляризованным фононам. Эффект близости позволяет определять состояние намагниченности ферромагнетика посредством измерения поляризации ФЛ из немагнитной квантовой ямы. Следующим шагом на пути к интеграции магнетизма в полупроводниковую электронику является выяснение возможности управления величиной обменного взаимодействия с помощью внешнего электрического поля.

4. От манипуляции спиновыми ансамблями к манипуляциям одиночными спинами в условиях окружающей среды

Коherentные манипуляции одиночными спинами в твёрдых телах в условиях окружающей среды привлекают значительное внимание ввиду больших перспектив их применения в технологиях создания устройств атомарного масштаба, включая принципиально новые протоколы обработки квантовой информации и зондирования различных физических полей с нанометровым пространственным разрешением [85], при этом спины представляют особый интерес из-за сравнительно больших времён когерентности.

Было показано, что магнитный момент, связанный с одиночными квантовыми системами, может быть обнаружен при транспортных измерениях с одиночными квантовыми точками [86] и дефектами в кремнии [87]. Магнитно-резонансная силовая микроскопия также достигла предельного режима чувствительности [88]. Однако основное внимание, особенно в последние годы, уделяется развитию оптических методов регистрации магнитного резонанса на одиночных спиновых центрах. Разработана технология оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) на одиночном спине, что открыло путь, позволяющий сочетать высокую чувствительность метода оптической микроскопии и информативность обычного метода магнитного резонанса.

После обнаружения одиночного молекулярного спина [89, 90] были исследованы квантовые состояния, связанные с одиночными дефектами в алмазе [91]. Эксперименты с одиночными азотно-вакансионными (NV) дефектами в алмазе особенно интересны ввиду длительного времени когерентности для спинов центров окраски,

что позволило детектировать одиночный спин и когерентно управлять им в твёрдом теле при комнатной температуре и тем самым заложить основы для новых квантовых технологий.

В последующие годы были обнаружены семейства гомотипных центров окраски в карбиде кремния с $S = 1$ и $S = 3/2$, обладающие уникальными спиновыми свойствами [92–102]. При комнатной температуре наблюдалось оптически индуцированное выстраивание (поляризация) спиновых подуровней основного состояния и возбуждённого состояния центров окраски семейства $S = 3/2$ в различных политипах карбида кремния: 4Н-, 6Н- и 15R-SiC. В таких системах были реализованы две противоположные схемы оптического выстраивания центров с $S = 3/2$, в которых оптическая накачка заполняет либо верхние, либо нижние уровни, в зависимости от политипа кристалла, температуры и структуры спинового центра. Наблюдаемые нутации Раби сохраняются в течение примерно 100 мкс при комнатной температуре, свидетельствуя о том, что спиновый ансамбль может быть получен в когерентной суперпозиции спиновых состояний в резонансных магнитных полях при комнатной температуре.

Четырёхуровневую систему с $S = 3/2$ можно рассматривать как двойной кубит, функционирующий при комнатной температуре. Электронными спинами центров окраски можно манипулировать, прикладывая радиочастотное (РЧ) поле 1–200 МГц, которое совместимо с частотами ядерного магнитного резонанса. Акцент сделан на центрах окраски, которые оптически активны в ближней инфракрасной (ИК) области спектра, что является предпочтительным для возможных биологических применений *in vivo* ввиду глубокого проникновения в ткани и совместимости с волоконной оптикой. Концепция зондирования основана на вариантах метода ОДМР, а также таких физических эффектов, как оптический отклик на антипересечение или кроссрелаксацию энергетических спиновых уровней с высокой чувствительностью, вплоть до чувствительности к одиночному спину [100–102].

Оптически-индуцированная инверсия населённости спиновых состояний даже в нулевых магнитных полях приводит к вынужденному микроволновому излучению, которое можно использовать для реализации твердотельных мазеров и чрезвычайно чувствительных радиочастотных усилителей, а также регистрации микроволнового излучения на определённых частотах в космическом пространстве, учитывая тот факт, что карбид кремния (карборунд) впервые был обнаружен в космических объектах (метеоритах). Возможность осуществления высокотемпературных спиновых манипуляций снижает температурные ограничения на спиновые процессы в живой природе, в том числе на использование квантовых вычислений для моделирования нервной системы человека.

В результате были созданы источники одиночных фотонов, впервые появилась реальная возможность производить квантовые манипуляции с одиночными электронными и ядерными спинами, проводить наноразмерное магнитное зондирование с применением индивидуального электронного спина, использовать излучение одиночных дефектов в оптической микроскопии ближнего поля. Поиск новых систем в качестве источников одиночных фотонов в оптических диапазонах, важных

для прикладных применений, также является одним из приоритетных направлений современных исследований.

Эксперименты по исследованию одиночных квантовых систем в твёрдых телах привели к значительно лучшему пониманию динамики и энергетической структуры соответствующих материалов, квантовых оптических явлений при взаимодействии света с веществом. В отличие от первых экспериментов на одиночных атомах, проведённых в атомных системах, подобные эксперименты с примесными атомами в твёрдых телах представляют собой сложную проблему, так как одиночные квантовые системы в твёрдых телах обычно сильно взаимодействуют со средой. Прежде всего, одиночные твердотельные квантовые системы внедряются в среду, которая рассеивает свет возбуждения. С учётом дифракционно-ограниченного фокального объёма, число атомов матрицы обычно превышает число рассматриваемых квантовых систем в 10^6 – 10^8 раз. Это накладывает верхнее ограничение на содержание примесей в матрице.

Был проведён анализ различных систем, таких как одиночные молекулы углеводородов, белки, квантовые точки и дефектные центры [103]. Для регистрации одиночных квантовых систем применялись методы фотолюминесценции, в которых для накачки оптически возбуждённого состояния использовался лазер возбуждения в резонансе с высокоразрешённым оптическим переходом системы.

На рисунке 9а представлена упрощённая трёхуровневая схема, описывающая цикл оптического возбуждения и излучения центров окраски (например, центра NV, где 3A и 3E — триплетные основное и возбуждённое состояния, 1A — метастабильное синглетное состояние), показаны межсистемные (inter-system — IS) переходы и их скорости k_{ij} . Разрешённым оптическим переходам между основным и возбуждённым состояниями соответствует сплошная линия, безызлучательные переходы показаны штриховыми линиями.

В зависимости от квантового выхода фотолюминесценции система распадается либо под воздействием флуо-

ресцентного излучения, либо без его воздействия через IS-переходы в метастабильное состояние (1A в случае NV). В этом случае максимальная интенсивность флуоресценции выражается как

$$I_{\max} = \frac{k_{31}(k_{21} + k_{23})\Phi}{2k_{31} + k_{23}}. \quad (6)$$

Здесь k_{31} — скорость безызлучательного перехода из метастабильного состояния в основное состояние, k_{21} — скорость излучательного перехода из возбуждённого состояния в основное, k_{23} — скорость безызлучательного перехода в метастабильное состояние, Φ — квантовый выход флуоресценции.

Для центра NV интенсивность ФЛ $I_{\max}$ составляет около 10^7 фотонов в 1 с, $I_{\max}$ критически зависит от ряда параметров. Прежде всего, квантовый выход флуоресценции ограничивает максимальное излучение. Максимальный наблюдаемый уровень излучения фотонов от центра NV составляет около 10^5 с $^{-1}$. На рисунке 9б приведена более детальная схема рекомбинации NV-центров, на которой обозначен путь создания оптического выстраивания населённости нижнего уровня с $M_S = 0$ основного состояния. Интенсивность ФЛ $I_{\max}$ зависит от состояния спина через скорость k_{23} . При изменении состояния спина (например, при магнитном резонансе) эта скорость изменяется от нескольких кГц более чем на три порядка, до нескольких МГц, что приводит к сильному изменению интенсивности ФЛ, вплоть до 30 %.

Гамильтониан, описывающий энергетические уровни для триплетного спинового состояния, приведённого на рис. 9, имеет вид

$$H = g\mu_B \mathbf{S} \mathbf{B} + D \left[S_z - \frac{1}{3} S(S+1) \right] + E(S_x^2 - S_y^2) + S A_N \mathbf{I}_N + \mathbf{I}_N Q_N \mathbf{I}_N,$$

где g — электронный g -фактор NV-дефекта, μ_B — магнетон Бора, $\mathbf{S}$, S_x^2 , S_y^2 — операторы электронного

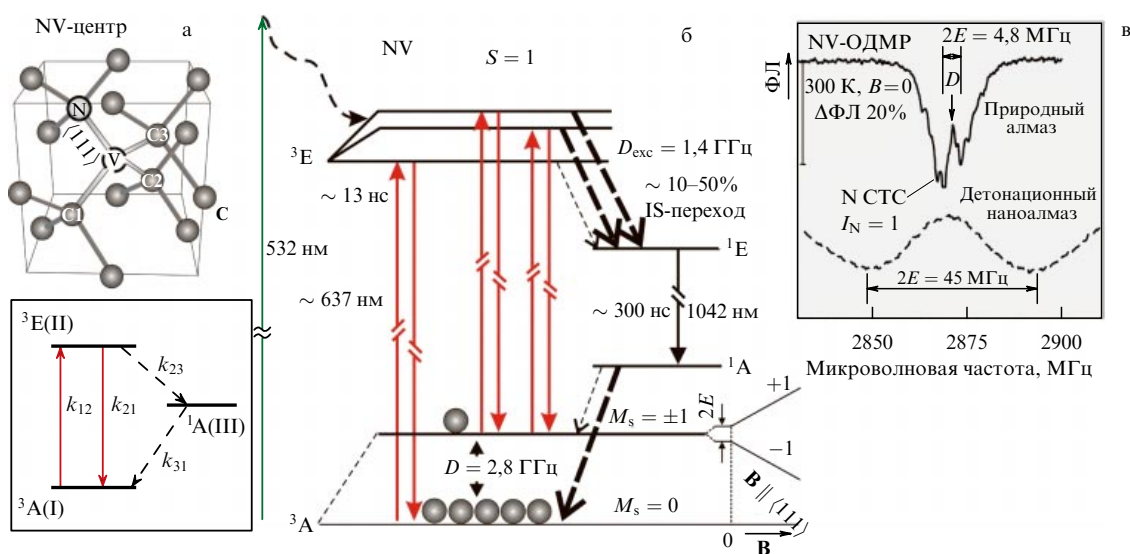


Рис. 9. (а) Упрощённая трёхуровневая схема, описывающая цикл оптического возбуждения и излучения ансамбля или одиночного NV-центра, структура которого показана в левой верхней части рисунка. Стрелки и k_{ij} обозначают скорости перехода между различными состояниями. (б) Детальная диаграмма уровней энергии NV-центра, разрешённые оптические переходы между триплетными основным и возбуждённым состояниями показаны сплошной линией. Безызлучательные переходы показаны штриховыми линиями. Величина интенсивности спин-зависимых межсистемных переходов отражена толщиной стрелок. (в) Спектры ОДМР в нулевом магнитном поле.

спина и соответствующих проекций, $S = 1$; D и E — параметры расщепления тонкой структуры, I_N — оператор ядерного спина, A_N — тензор сверхтонкого взаимодействия с ядром азота, Q_N — тензор квадрупольного взаимодействия с ядром азота.

Первое слагаемое в правой части гамильтониана описывает зеемановские уровни в магнитном поле для триплетного спинового состояния, второе и третье слагаемые описывают тонкую структуру, независимую от магнитного поля, а два последних — сверхтонкие и квадрупольные взаимодействия, также независимые от магнитного поля. Таким образом, можно регистрировать чрезвычайно информативные спектры ОДМР в нулевом магнитном поле. Типичные спектры ОДМР для NV-центров в нулевом магнитном поле представлены на рис. 9в. Важно отметить, что параметр E , обусловленный наличием напряжений в кристалле, приводит к расщеплению спектров ОДМР и дополнительно наблюдается сверхтонкая структура (HyperFine Structure — HFS), обусловленная ядрами азота. Для сравнения условно показано расщепление, наблюдавшееся в детонационном наноплазме, которое на порядок больше расщепления, наблюдавшегося в природном алмазе.

Одиночные центры окраски в алмазе или карбиде кремния можно наблюдать с помощью стандартной конфокальной флуоресцентной микроскопии. В конфокальной микроскопии лазерный луч фокусируется в дифракционно-ограниченное пятно в образце алмаза или карбида кремния и флуоресценция собирается из этого пятна. Следовательно, объём фокального зонда является дифракционно-ограниченной величиной примерно в 1 мкм^3 . Для того чтобы обнаруживать отдельные центры, важно контролировать плотность дефектов. Для NV-центров и центров окраски в SiC это делается посредством изменения количества вакансий, созданных в образце, например, путём подбора подходящей дозы электронного облучения. Число NV-центров также зависит от количества как созданных вакансий, так и атомов азота в образце.

На рисунке 10а – в качестве примера приведена серия спектров ФЛ для различных мощностей возбуждающего света с длиной волны 760 нм и конфокальное флуоресцентное изображение центров окраски в SiC, полученное в кристалле, подвергнутом малой дозе электронного облучения (порядка 10^{12} см^{-2}), где количество дефектов в образце достаточно мало для обнаружения флуоресценции одиночного центра окраски. На рисунке 10г показано убывание ФЛ при температуре 300 К, соответствующее времени жизни в возбуждённом состоянии 6,1 нс. Как и ожидалось, на изображении видны дифракционно-ограниченные пятна. Из приведённого изображения нельзя сделать вывод о том, связана ли флуоресценция с одиночной квантовой системой (одиночным дефектом) или с агрегатами дефектов. Чтобы определить количество независимых излучателей в фокальном объёме, можно использовать статистическое распределение флуоресценции центра окраски. Статистическое распределение числа фотонов флуоресценции одной квантово-механической двухуровневой системы отличается от классического пуассоновского распределения. Функция автокорреляции интенсивности флуоресценции имеет вид

$$g^2(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}, \quad (7)$$

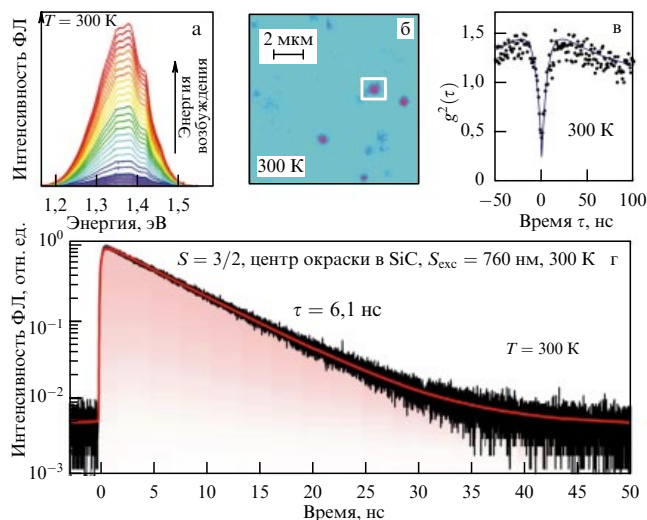


Рис. 10. (а) Серия спектров ФЛ для различных мощностей возбуждающего света (760 нм). (б) Конфокальное флуоресцентное изображение ФЛ центров окраски в SiC, полученное в кристалле, подвергнутом низкой дозе электронного облучения. (в) Автокорреляционная функция интенсивности ФЛ одиночного центра окраски в SiC при комнатной температуре. (г) Спад ФЛ при температуре 300 К, соответствующий времени жизни в возбуждённом состоянии 6,1 нс.

где τ — малая задержка между двумя путями распространения фотонов к детектору. Для излучения одной квантово-механической системы эта функция характеризуется значением $g^2(0) = 0$.

На рисунке 10в показана автокорреляционная функция интенсивности ФЛ одиночного центра окраски в SiC при комнатной температуре. Равенство $g^2(0) = 0$ обусловлено тем, что дефект, прежде чем он сможет испустить один фотон, должен быть возбуждён. Следовательно, один дефект никогда не излучает два флуоресцентных фотона одновременно, тогда как при возбуждении случайного числа независимых излучателей может быть испущено несколько таких фотонов. Если рассмотреть трёхуровневую схему, например, для NV-центра (см. рис. 9), то можно вывести уравнения скорости для временных изменений населённостей на трёх уровнях. Решение уравнений воспроизводит провал в корреляционной функции $g^2(\tau)$ при $\tau \rightarrow 0$, что указывает на то, что свет излучается одиночным NV-центром. Качественно то же самое выражение можно получить и для карбида кремния, при этом наклон кривой около $\tau = 0$ определяется мощностью лазерной накачки k_{12} и скоростью излучения k_{21} . При больших временах τ становится заметным распад корреляционной функции, который обусловлен межсистемными переходами из возбуждённого состояния в метастабильное состояние.

Скорость излучения k_{21} зависит от показателя преломления окружающей среды как $1/n$, где $n = 2,42$ для алмаза и $n \sim 2,65$ для карбида кремния. Скорость k_{21} должна значительно увеличиться, если показатель преломления окружающей среды уменьшается. Это действительно наблюдается для центров окраски в соответствующих нанокристаллах. Также перспективным является использование метаматериалов для управления излучательными и спиновыми свойствами центров окраски.

Статистические измерения излучаемых фотонов также позволяют сделать выводы о фотоионизации и фото-

хромизме одиночных NV-центров. NV-центр существует в двух зарядовых состояниях: отрицательно заряженный центр NV^- (6 электронов, $S = 1$) с бесфононной линией 637 нм и нейтральный центр NV^0 (5 электронов, $S = 1/2$) с бесфононной линией 575 нм. Для наблюдения переноса заряда с NV^- -центра на NV^0 -центр были проведены статистические измерения фотонов, аналогичные описанным для излучателя одиночных фотонов. Настройка двух каналов позволяет обнаруживать излучение центра NV^0 в одном плече детектора и центра NV^- в другом. Для времени задержки $\tau = 0$ корреляционная функция $g^2(\tau)$ показывает провал. Был сделан вывод о том, что между двумя спектральными положениями существует непрерывное взаимное преобразование: происходит фотоиндуцированное переключение с NV^0 -центра на NV^- -центр, тогда как обратный процесс ($NV^- \rightarrow NV^0$) происходит в темноте с постоянной времени в диапазоне 0,3–3,6 мкс.

В сверхчистых алмазах с малой концентрацией примесей азота низкотемпературная ширина линии ФЛ приближается к пределу, налагаемому исключительно временем жизни возбуждённого состояния, т.е. порядка нескольких десятков МГц. В результате ширина линии оптического перехода оказывается значительно меньше, чем расщепление 2,8-гигагерцевой тонкой структуры для NV-центра. Это открывает возможности для манипулирования состояниями спина и их считывания с использованием методов оптической спектроскопии. Спин-орбитальная связь приводит к смещению спинового состояния в возбуждённых состояниях. В качестве результатов один из подуровней возбуждённого состояния образует лямбда-схему с двумя подуровнями основного состояния спинов. Существование перехода лямбда-типа позволяет наблюдать электромагнитно-индуцированную прозрачность [104], неразрушающее считывание спинового состояния [105] и квантовое перепутывание между собой фотонного и спинового состояний [106], что имеет решающее значение для применения NV-центров в области квантовой коммуникации.

Замечательные фотофизические свойства центров окраски обеспечивают возможность считывания спина и манипулирования им. Комбинация оптического считывания и обычного метода магнитного резонанса позволяет надёжно контролировать состояния отдельных спинов. В сочетании со сверхчувствительной оптической системой обнаружения это создаёт основу для управления одиночным спином. Оптические переходы между основным и возбуждённым состояниями в условиях окружающей среды сильно уширены, поэтому спектральный выбор отдельных спиновых подуровней невозможен. Однако из-за спин-орбитальной связи спиновые подуровни с магнитным квантовым числом (на примере NV-центра) $M_S = \pm 1$ имеют более высокие вероятности для межсистемных переходов в метастабильные синглетные состояния. В результате флуоресцентное излучение центра NV выше для подуровня спина $M_S = 0$. Кроме того, межсистемные переходы допускают эффективную поляризацию спина в результате спин-селективного распада метастабильного синглетного состояния на подуровень $M_S = 0$ основного триплетного состояния (см. рис. 1).

Благодаря низкой концентрации содержания изотопов ^{13}C и ^{29}Si с ядерными магнитными моментами в алмазе и карбиде кремния наблюдаются длительные

времена когерентности. Показано, что ядерные спины ^{13}C и ^{29}Si можно рассматривать как ресурс для квантовых информационных протоколов. Сверхтонкое взаимодействие между электронными и ядерными спинами делает возможной реализацию двух- и трёхкубитовых квантовых затворов. Очевидно, что в этих материалах возможны манипуляции изотопным составом с целью получения высоких когерентных свойств спиновых центров окраски при уменьшении концентрации изотопов ^{13}C и ^{29}Si , с одной стороны, или увеличения содержания этих изотопов в случае использования сверхтонких взаимодействий для управления электронными и ядерными спинами, с другой. Важно отметить, что при равенстве ядерных спинов ^{13}C и ^{29}Si ($I = 1/2$) и близости магнитных моментов их ядер по абсолютной величине знаки ядерных моментов ^{13}C и ^{29}Si противоположны, т.е. в магнитном поле эти ядерные моменты прецессируют в противоположных направлениях. Данный эффект представляет интерес с точки зрения создания гироскопов на основе ^{13}C и ^{29}Si , поскольку возможно использование схем компенсации, как это реализуется в гироскопах на основе изотопов ксенона.

Оптическая накачка спиновых центров окраски в магнитных полях, соответствующих антипересечению спиновых уровней в возбуждённом состоянии, приводит к динамической поляризации одиночных ядерных спинов при комнатной температуре. Эффективный метод поляризации одиночных ядерных спинов, основанный на оптической накачке одиночного NV-центра в области антипересечения спиновых уровней в возбуждённом состоянии дефекта NV (см. [102] и приведённые там ссылки), продемонстрирован в алмазе. Была достигнута ядерная спиновая поляризация выше 98 % при комнатной температуре для ядра ^{15}N , связанного с NV-центром, что соответствует эффективной спиновой температуре порядка нескольких мК. Также была показана возможность одновременной поляризации двух ядерных спинов (^{15}N и ^{13}C) в окрестности NV-центра. Такой надёжный контроль ядерно-спиновых состояний является ключевым компонентом дальнейшего расширения квантовых регистров на основе ядерного спина в алмазе и карбиде кремния.

Дальнейший прогресс критически зависит от экспериментальной возможности генерировать массив спиновых центров окраски с высокой точностью (для магнитной связи) и связывать центры окраски с оптическими элементами (для дальнего оптического взаимодействия). Например, было рассмотрено несколько подходов к построению интегрированной платформы для создания алмазной фотоники. Связывание центров окраски с фотонами имеет решающее значение для построения элементов квантовой связи, таких как квантовые ретрансляторы, и может улучшить точность считывания для измерений с одним спином. Технические требования к реализации таких схем перепутывания аналогичны требованиям для обнаружения спина: ввиду сочетания длительной спиновой когерентности и сильных оптических переходов центры окраски являются перспективными кандидатами на роль элементов квантовой связи.

Одно из наиболее перспективных применений одиночных центров окраски связано с разработкой датчиков магнитного поля, которые способны обнаруживать сверхмалые поля, обусловленные одиночными электронными и ядерными спинами, с нанометровым простран-

ственным разрешением. Эти спиновые датчики, основанные на сильно локализованных центрах окраски, могут быть размещены в непосредственной близости от внешних спинов, что позволяет достичь расстояний, при которых их соответствующие магнитные поля достаточно велики для измерения с достаточно высокой точностью.

Обнаружение магнитных, электрических и температурных полей с высокой чувствительностью и нанометровым пространственным разрешением является важнейшей проблемой, которая оказывает сильное влияние на современную науку и технологию. Уже создан сканирующий зондовый односпиновый магнитометр, при этом нанокристалл с центрами окраски прикреплен к зонду атомного силового микроскопа (АСМ), совмещенного с конфокальным оптическим микроскопом.

Когерентное управление одиночными спинами в карбиде кремния при комнатной температуре реализовано на семействе центров как с $S = 3/2$, так и с $S = 1$ в SiC [100–102, 107–110]. Продemonстрировано длительное время когерентности спина в условиях окружающей среды. Многочисленные исследования показывают, что SiC является многообещающей системой для масштабируемой до атомарных размеров спинтроники и квантовых технологий.

На рисунке 11а приведен пример оптического выстраивания населенностей спиновых уровней для кристалла SiC. Центры окраски принято обозначать по их бесфононным линиям: V1, V2, V3, V4. Результаты исследований этих центров окраски методами электронного парамагнитного резонанса, ОДМР и двойного электронно-ядерного резонанса приведены в наших предыдущих обзорах [109, 110]. Схемы оптического выстраивания населенностей спиновых уровней в нулевом магнитном поле (300 К) показаны на рис. 11а, где также приведено реальное изображение зонда АСМ с нанокристаллом карбида кремния на острие для использования в сканирующем магнитометре. На рисунке 11б приведен пример структуры центра окраски с $S = 3/2$ в SiC, а также показаны типичные спектры ОДМР спиновых центров в кристалле SiC, где наблюдается сверхтонкая структура, обусловленная взаимодействием с ядрами ^{29}Si .

Поскольку для обнаружения одиночного дефекта необходима низкая плотность таких дефектов, использовалось электронное облучение с энергией 2 МэВ при малой плотности электронов ($10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$), которое создаёт спиновые центры окраски однородно по всему кристаллу с концентрацией $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и средним расстоянием между дефектами порядка 1 мкм. Поскольку интенсивность фотолюминесценции одиночного излучателя является определяющим фактором для всех последующих применений, важно создать специальные структуры; например, использование метаматериалов или микролинз может повысить эффективность сбора фотонов. Импульсные методы, включая электронное спиновое эхо, позволили определить нижний предел времени когерентности T_2 как 160 мкс, т.е. время T_2 аналогично наблюдавшемуся в алмазе или даже меньше его.

В течение последних двух десятилетий быстро развивается квантовая технология, основанная на когерентном контроле за спинами центров окраски в алмазе и карбиде кремния. Сочетание сверхчувствительных оптических методов обнаружения изображений с высоким разрешением и надёжного когерентного управления с

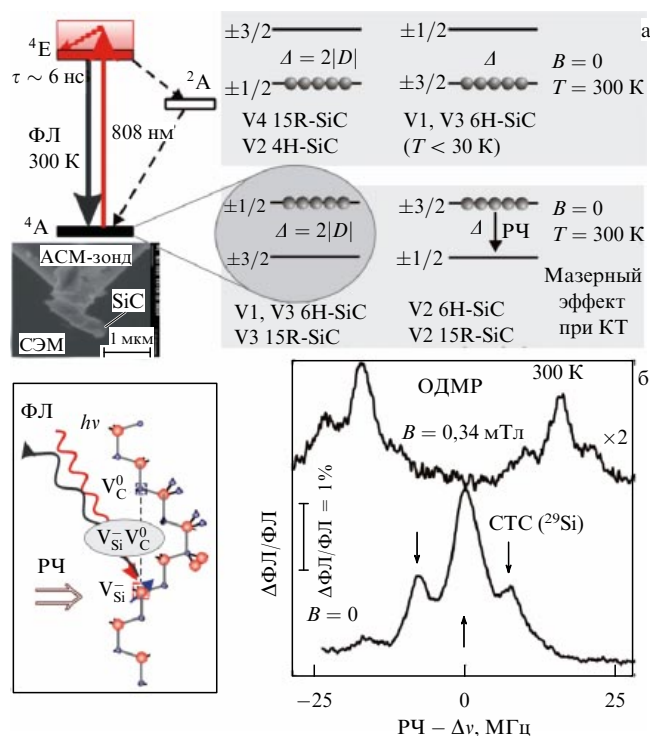


Рис. 11. (а) Пример оптического выстраивания населенностей спиновых уровней для кристалла SiC. Центры окраски принято обозначать по их бесфононным линиям (ФЛ): V1, V2, V3, V4. Приведены полученные нами схемы оптического выстраивания при комнатной температуре в нулевом магнитном поле, показано также реальное изображение зонда АСМ с нанокристаллом SiC на острие для использования в сканирующем магнитометре. СЭМ — сканирующий электронный микроскоп, $2|D|$ — расщепление тонкой структуры в нулевом магнитном поле аксиальной симметрии, где D — параметр расщепления тонкой структуры в стандартном спиновом гамильтониане. (б) Пример структуры центра окраски с $S = 3/2$ в карбиде кремния и типичные спектры ОДМР спиновых центров в кристалле SiC, где за нуль принята частота расщепления спиновых уровней $\Delta\nu$ в нулевом магнитном поле (см. рис. а), CTC — сверхтонкая структура.

использованием методов ядерного магнитного резонанса является ключевым компонентом построения первых квантовых устройств на основе этих материалов. Умение масштабировать центры окраски с высокой точностью и достижение длительных времён когерентности открывают новые возможности для так называемых гибридных квантовых процессоров, в которых центры окраски связаны с кубитами различных типов. Несомненно, в ближайшем будущем эта область будет быстро развиваться, что приведёт к созданию квантовых технологий нового типа. Ожидается, что приложения, связанные с методами магнитометрии и визуализации, будут развиваться в дальнейшем благодаря появлению на рынке устройств на основе алмазов и карбида кремния в ближайшие несколько лет.

5. Переключение намагниченности в ферромагнитных наногетероструктурах электрическими импульсами

Как отмечалось во введении, спинтроника на основе эффекта магнетосопротивления уже находит широкое практическое применение в устройствах памяти. Однако пока реализуются "пассивные" элементы, позволяющие

считывать информацию, но не обрабатывать её. Для обработки информации необходимы нелинейные элементы по крайней мере триггерного типа. Такие задачи требуют управления намагниченностью отдельных элементов тем или иным способом. Очевидным решением является использование импульсов магнитного поля, что, однако, требует фокусировки магнитного потока в область нанометровых размеров (см. раздел 6.3.3). В настоящее время один из наиболее перспективных методов создания активных элементов на основе спинтроники магнитных металлов заключается в управлении намагниченностью электрическими импульсами. Это позволяет избежать проблемы нелокальности воздействия, так как ограничением по размерам снизу, по-видимому, является суперпарамагнитный предел для самих магнитных наноэлементов. Что касается быстрогодействия, то имеются сообщения о достижении длительности импульсов электрического поля менее 10 пс [111]. В разделах 5.1–5.4 проводится теоретический анализ проблемы переключения намагниченности электрическими импульсами.

5.1. Переключение спин-поляризованным током

Наиболее изученным механизмом управления намагниченностью с помощью электрического воздействия является механизм, в котором спин-поляризованный ток, формируемый массивным ферромагнетиком (поляризатором), пропускается через второй ферромагнетик (анализатор), отделённый от первого прослойкой нормального металла. В работе [112] была представлена первая самосогласованная и наиболее цитируемая теоретическая модель, в основе которой лежит концепция вращающего момента, создаваемого неравновесным спином, инжектированным в ферромагнетик (spin-transfer torque — STT). В этой модели предполагается, что такие спин-поляризованные носители индуцируют когерентную прецессию намагниченности анализатора и приводят к установлению сонаправленных или противоположенных (в зависимости от направления тока) намагниченностей двух ферромагнетиков. Очевидно, что такое переключение возможно в структурах с толщинами, меньшими длины релаксации спина (~ 50 нм для меди).

Первые эксперименты соответствующего типа описаны в работах [113–115]. Полученные результаты интерпретировались в рамках теории STT. Однако в этих и последующих работах наблюдалось отклонение экспериментальных данных от предсказанных теорий. Так, наблюдалось плавное отклонение намагниченности вместо предсказываемого переключения, а также было обнаружено гистерезисное поведение по току. Дальнейшие теоретические работы по усовершенствованию теории [116–125] основаны на тех же принципиальных предположениях, что и [112].

Во всех указанных работах использовался полуклассический подход, в котором электронный спин описывается квантово-механически, а передача спина — на основе классического закона сохранения углового момента. Такой подход, строго говоря, несправедлив для случаев, когда система изначально находится в сонаправленной или противоположенной конфигурациях, так как в указанных ситуациях начальная стадия эволюции естественным образом контролируется квантовыми флуктуациями спина, т.е. магнонами. Кроме того, подход STT [112] не учитывает сильной неравновесности

электронной системы в контактах с малыми размерами. В работе [126] была сделана определённая попытка учесть неравновесный характер системы, но использованный в этой работе полуинтуитивный подход не имеет достаточно строгого квантово-механического обоснования. В работе [127] был развит последовательный квантово-механический подход к рассматриваемой проблеме, детали которого мы обсуждаем в этом разделе. Также мы приводим сравнение предложенной теории с предшествовавшими теоретическими моделями.

Рассмотрим систему, состоящую из двух ферромагнитных слоёв: поляризатора с намагниченностью $\mathbf{M}_P$ и анализатора $\mathbf{M}_A$ с латеральным размером порядка 10 нм и толщиной несколько нанометров, разделённых прослойкой нормального металла со сравнимой толщиной. Предположим также, что эта конструкция, помещённая между двумя массивными берегами из нормального металла, формирует нанокontakt с размерами, меньшими, чем длина спиновой релаксации (~ 50 нм). При пропускании тока в окрестности поляризатора образуется разность химических потенциалов для спинов с различными направлениями по отношению к направлению $\mathbf{M}_P$, величина которой зависит от разности сопротивлений поляризатора ΔR_P для спинов двух указанных направлений, а её знак зависит от знака приложенного напряжения. При предположении, что размер контакта меньше длины энергетической релаксации, для функции распределения электронов имеем

$$f_{\mathbf{k},\sigma} = \frac{1}{2} \left\{ \left[1 - r \left(\frac{1}{2} + \sigma \right) \right] f_0 \left(\epsilon_{\mathbf{k},\sigma} + \frac{eV}{2} \right) + \left[1 + r \left(\frac{1}{2} + \sigma \right) \right] f_0 \left(\epsilon_{\mathbf{k},\sigma} - \frac{eV}{2} \right) \right\}. \quad (8)$$

Здесь $r = \Delta R_P / R$, где R — сопротивление контакта при пренебрежении вкладом ферромагнитных слоёв, σ — электронный спин, $\epsilon_{\mathbf{k},\sigma}$ — электронная энергия. Далее мы используем кинетические уравнения для функции распределения магнонов N_ω в анализаторе с учётом их взаимодействия с электронами [127].

Можно показать, что если химический потенциал для электронов, поляризованных по намагниченности анализатора, вследствие спиновой поляризации превышает химический потенциал электронов, поляризованных противоположно, на величину, превышающую энергию магнона $\hbar\omega$, то ситуация неустойчива по отношению к лавинообразному возрастанию концентрации магнонов. Соответствующее условие может быть выражено как $eVS_z/\hbar\omega < -1$, где $S_z = r(\mathbf{M}_A \mathbf{M}_P / (2M_A M_P))$ — проекция намагниченности анализатора на намагниченность поляризатора с весом, определяемым мерой поляризации тока.

Возрастание концентрации магнонов приводит к резкому увеличению эффективности электрон-магнонного рассеяния в анализаторе с характерным временем τ_{m-e} , что подавляет поляризацию потока спинов и нарушает распределение (8). Отметим, что эмиссия магнонов естественным образом ограничивается плотностью спинового тока $j_{s, \text{inj}}$. Таким образом, мы ожидаем перехода от контролируемого напряжением режима, в котором выражение (8) сохраняется, к режиму, контролируемому током. Для оценки критической концентрации магнонов, при которой происходит переход, воспользуемся

уравнением

$$\frac{dn_m}{dt} = \left(\frac{dn_m}{dt} \right)_{\text{emis}} + \left(\frac{dn_m}{dt} \right)_{\text{decay}}, \quad (9)$$

которое получается интегрированием исходного кинетического уравнения по фазовому объёму. Здесь n_m — концентрация магнонов. При выполнении (8) имеем

$$\left(\frac{dn_m}{dt} \right)_{\text{decay}} = -\frac{1}{\tau_{m-e}} n_m. \quad (10)$$

Эмиссионный член ограничен уровнем плотности спин-поляризованного тока $j_{s,\text{inj}} a^3 / t_A$, инжектируемого в анализатор, где t_A — толщина анализатора, a — постоянная решётки.

Для напряжений, близких к пороговому значению V_c (соответствующее критическое значение $j_{s,\text{inj}}^c$), кроссовер между двумя режимами происходит при

$$n_{m,c} = \tau_{m-e} j_{s,\text{inj}}^c \frac{a^3}{t_A}. \quad (11)$$

Как показано в [127], $\tau_{m-e} = k_F t_A / \omega$, тогда как $j_{s,\text{inj}} \sim \eta S_z e V_F D(\epsilon_F)$, где $D(\epsilon_F) \sim a^{-3} \epsilon_F^{-1}$ и $\eta = j_{s,\text{inj}} / j_{s,\text{inj}}^{\text{ball}} \ll 1$. Отсюда $n_{m,c} \sim \eta_c$. Здесь $j_{s,\text{inj}}^{\text{ball}}$ — плотность спин-поляризованного тока, которая реализовывалась бы при том же напряжении в баллистическом режиме, D — плотность электронных состояний, V_F — скорость Ферми. Заметим, что и поглощение магнонов в соответствующем режиме оказывается подавленным, так что без учёта иных факторов возрастание n_m не может быть ограничено вплоть до $n_m \sim 1$.

Сопоставим представленную теорию с известными ранее подходами [112, 126], а также [121–123]. В работе [112] передача спина от потока электронов пропорциональна амплитуде прецессии намагниченности. Так что спин-поляризованный ток не создаёт вращающего момента при $\mathbf{M}_P$, сонаправленной или противонаправленной $\mathbf{M}_A$, тогда как в рассмотренном здесь подходе спонтанная эмиссия магнонов существует и в этих специальных случаях. В работе [112] передача спина от электронного потока равна $j_{s,\text{inj}} \sin \zeta$, при условии, что $t_A > l_p \sim (1/k_F) \epsilon_F / E_{\text{ex}}$. Здесь E_{ex} — обменная энергия, l_p — длина прецессии спина, ζ — угол прецессии.

Эволюция угла прецессии ζ описывается уравнением (17) из работы [112], которое в наших обозначениях принимает вид

$$\frac{d\zeta}{dt} = -\left(\alpha \omega - \frac{j_{s,\text{inj}} a^3}{t_A} \right) \sin \zeta, \quad (12)$$

где α — параметр гильбертова затухания. Для сравнения с нашими результатами прежде всего учтём, что для малых ζ число n_m когерентно возбуждённых магнонов связано с ζ как $n_m \sim \zeta^2 / 2$. Далее мы идентифицируем произведение $\alpha_0 \omega$ как время магнонной релаксации $1/\tau_m$. Таким образом, уравнение (12) принимает вид

$$\frac{dn_m}{dt} = \left(\frac{j_{s,\text{inj}} a^3}{t_A} - \frac{1}{\tau_m} \right) n_m. \quad (13)$$

Для конфигураций, близких к коллинеарным, уравнение (13) аналогично используемому в работе [123], имеющей

целью обобщить идеи Слончевского и Бергера, учитывая электронный механизм гильбертова затухания [122].

Сопоставление (13) с нашими результатами приводит к следующим выводам:

1. Уравнение (13) показывает, что подход STT соответствует в наших терминах режиму, контролируемому током, и не описывает ситуации малых ζ .

2. Исходя из представленных оценок можно показать, что порог для переключения V_c , полученный в рамках подхода STT, идентичен нашей оценке.

3. Член, ответственный за возрастание угла прецессии в (13), в отличие от члена, описывающего эмиссию магнонов в (9), содержит фактор n_m . Так как для малых ζ выполняется условие $n_m \ll 1$, наш подход предсказывает более быструю эволюцию намагниченности анализатора.

4. Наши оценки показывают, что эволюция намагниченности анализатора, если она начинается с коллинеарной ситуации, может в принципе перейти к сценарию STT при больших n_m или, соответственно, при больших углах прецессии ζ .

5. При высоких уровнях накачки магнонов, т.е. при нарушении условия $n_m \ll 1$, возникает вопрос о характере последующей эволюции: проходит ли она по некогерентному сценарию, рассмотренному выше, или по когерентному, рассмотренному в [112]? При этом можно ожидать, что включение в рассмотрение магнон-магнонных процессов может приводить к установлению когерентности, аналогично тому, как это предсказано для акустоэлектрических генераторов, в которых фонон-фононные процессы могут приводить к превращению усиливаемого акустического шума в когерентную звуковую волну [128].

Отметим также, что магнон-магнонные процессы, роль которых была качественно проанализирована в нашей работе [128], позволяют объяснить наличие экспериментальных результатов, не описываемых в рамках подхода STT, в том числе стабилизации системы при конечных углах прецессии.

5.2. Переключение под влиянием электрического поля на непрямо́й обмен

Ещё один возможный механизм влияния электрического воздействия на намагниченность может проявляться в ферромагнитных структурах с непрямым обменом Рудермана – Киттеля – Касуи – Иосиды. В простейшем случае такая структура представляет собой два ферромагнитных слоя, разделённых прослойкой нормального металла, достаточно тонкой для того, чтобы эффективность непрямого обмена между слоями была заметна. Электрическое поле, приложенное к такой структуре, влияет на электронную систему, которая опосредует непрямо́й обмен. Возможность такого эффекта впервые была отмечена в работах [129, 130], где экспериментально изучались системы с туннельной прослойкой между ферромагнитными слоями. Позднее влияние электрического воздействия на непрямо́й обмен рассматривалось в работах [131, 132]. Однако в указанных работах исследовались достаточно массивные системы, в которых трудно обеспечить однородность обмена по сечению образца. Кроме того, выводы этих работ в ряде случаев противоречили друг другу.

В работе [133] нами была предложена последовательная теория влияния неравновесности, обусловленной приложенным напряжением, на непрямо́й обмен в струк-

турах, помещённых в точечный контакт из нормального металла. Как известно, обменное взаимодействие между двумя спинами имеет вид [134]

$$U^{\text{int}} = 2J^2 S_i S_j \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \frac{(f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}'}) \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \mathbf{R}_{ij}]}{\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}'}} \quad (14)$$

где J — обменная энергия, $\mathbf{R}_{ij}$ — вектор, связывающий спины i и j . Можно показать, что в общем случае энергия взаимодействия слоёв может быть выражена как

$$U_{ij}^{\text{int}} = -2J^2 S_i S_j \frac{a^3}{8\pi^3 \epsilon_F k_F R_{ij}^2} \int_0^\infty dk k f_k \sin(2k R_{ij}), \quad (15)$$

откуда видно, что непрямой обмен обусловлен фриделевскими осцилляциями электронной плотности. В рамках нашего подхода мы пренебрегаем возможностью спиновой поляризации тока, пропускаемого через контакт. В случае баллистического контакта функция распределения в области центра контакта имеет вид [135]

$$f_{\mathbf{k}} = \theta(k_x) F_0 \left(\epsilon + \frac{eV}{2} \right) + \theta(-k_x) F_0 \left(\epsilon - \frac{eV}{2} \right), \quad (16)$$

где x — ось контакта, θ — функция Хевисайда, F_0 — равновесная функция распределения. Для энергии связи между ферромагнитными слоями в расчёте на единицу площади имеем [136]

$$\frac{U^{\text{int}}}{A} = \frac{J^2 m S_1 S_2}{16\pi^2 \hbar^2} \mathcal{K}(k_F d), \quad (17)$$

где d — расстояние между слоями, A — площадь контакта, S_1 и S_2 — значения локализованных спинов в слоях. В результате интегрирования мы получаем для функции $\mathcal{K}$ в выражении (17):

$$\mathcal{K} \sim \frac{1}{z^2} \left(\mathcal{G}(T) \sin z - z \frac{eV}{2\epsilon_F} \mathcal{G}\left(\frac{T}{2}\right) \mathfrak{R}_1(z) \right). \quad (18)$$

Здесь

$$\mathcal{G}(T) = \frac{4\pi m T L}{k_F \hbar^2} \sinh^{-1} \frac{4\pi L m T}{k_F \hbar^2},$$

$\mathfrak{R}_1(z)$ — быстро осциллирующая функция порядка единицы. В соответствии с полученным результатом приложенное к контакту напряжение может изменить взаимную ориентацию намагниченностей ферромагнитных слоёв.

Сопоставим наш подход с подходом в работах [129, 131]. На наш взгляд, в этих работах неявно используется факт спиновой поляризации пропускаемого через систему тока, и в связи с этим соответствующие соображения схожи с использованными в работе [112], тогда как в нашей работе [133] эффект полностью обусловлен прямым обменом.

5.3. Бестоковое переключение, обусловленное влиянием электрического поля на непрямой обмен в условиях кулоновской блокады

Одним из существенных недостатков описанных выше методов управления намагниченностью электрическим воздействием является необходимость пропуска тока через управляемую систему достаточно больших токов, неминуемо приводящих к диссипации энергии. Поэтому крайне желательно развитие методов, позволяющих либо существенно подавить, либо исключить эту дисси-

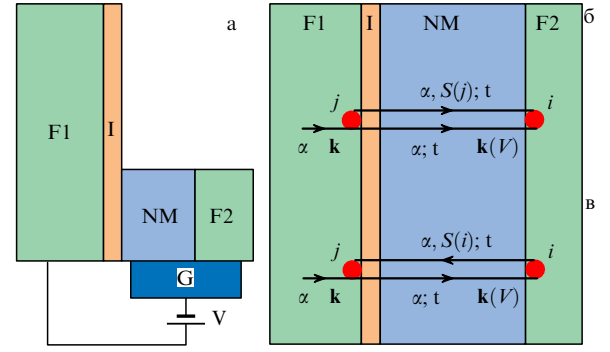


Рис. 12. (а) Схема структуры с туннельным переходом для управления непрямой обменом: F1 — ФМ-поляризатор, I — туннельный барьер, NM — нормальный металл, F2 — ФМ-гранула, G — затвор. (б, в) Процессы, отвечающие за непрямой обмен между ионами j и i на интерфейсах ФМ-слоёв F1 и F2, обеспечиваемый модой α с волновым вектором $\mathbf{k}$ из слоя F1. (б) Интерференция в точке расположения иона i между исходной модой α, t , распространяющейся через туннельный переход и слой нормального металла в ФМ-слое F2, и рассеянной на ионе j модой $\alpha, S(j); t$. (в) Интерференция в месте расположения иона j между исходной модой α и рассеянной на ионе i модой $\alpha, S(i); t$. Индекс t соответствует прошедшей части волны, локализованной в нормальном металле. Указанные интерференции приводят к модуляции плотности спиновых состояний делокализованных мод α в точках расположения ионов i, j . Обменное взаимодействие между F1 и F2 обусловлено данной модуляцией. Зависимость $\mathbf{k}(V)$ от напряжения на затворе V позволяет управлять знаком обменного интеграла.

пацию. Такой подход предложен в недавней работе [137], где используется влияние электрического поля на непрямой обмен в системе, в которой между ферромагнетиками F1 и F2 существует кулоновская блокада. F2 представляет собой гранулу, отделённую от более массивного слоя F1 туннельным контактом I (рис. 12а). Управление осуществляется потенциалом, прикладываемым к грануле посредством затвора.

На возможность проявления прямого обмена в структурах, содержащих туннельный контакт, было, в частности, указано в работах [129, 130]. В нашем подходе мы используем некоторые из приведённых в этих работах соображений. Мы исследуем эффект в наноразмерной гибридной структуре F1–I–NM–F2, представленной на рис. 12а. Туннельная связь гибридизует состояния в объёме и грануле. В первом приближении по туннельной прозрачности A_T распространяющаяся мода $|\alpha; b\rangle$ в объёме приобретает добавку $|\alpha; g\rangle$, распространяющуюся в грануле, и наоборот. Граничные условия на туннельном барьере: $|\alpha; b\rangle = A_T |\alpha; g\rangle$. Аналогичные соображения справедливы и для мод $|\alpha; b, j\rangle$, возникающих при рассеянии мод $|\alpha; b\rangle$ спином, локализованным на узле j в объёме (рис. 12б). Далее мы учитываем, что состояние $|\alpha; g\rangle$ может испытать рассеяние назад в грануле на узле i , формируя рассеянное состояние $|\alpha; g, i\rangle$ (рис. 12в). В свою очередь во втором порядке по туннельной амплитуде оно создаёт добавку $|\alpha; g, i; b\rangle$ в объёмном слое.

В результате распространяющаяся исходная мода α принимает вид

$$|\alpha\rangle = |\alpha; b\rangle + |\alpha; g\rangle + \sum_j (|\alpha; b, j\rangle + |\alpha; b, j; g\rangle) + \sum_i (|\alpha; g, i\rangle + |\alpha; g, i; b\rangle). \quad (19)$$

Аналогичная процедура применима к состояниям β , которые при $A_T = 0$ локализованы в грануле.

Заметим, что поправки к состояниям α , возникающие от гибридизации с гранулой, сформированы из состояний β , имеющих такую же энергию, как и мода α . В то же время туннелирование электрона из объёма в гранулу увеличивает кулоновскую энергию гранулы. Если затвор создаёт потенциал V между гранулой и объёмом, то электрон, имеющий кинетическую энергию ϵ в объёме, после туннелирования на гранулу приобретает кинетическую энергию $\epsilon' = \epsilon - eV - e^2/C$, где C — ёмкость гранулы. Если туннелирует дырка, то состояние с энергией ϵ в грануле связывается с состоянием с энергией $\epsilon' = \epsilon - eV + e^2/C$ в объёме (рис. 12б). Туннелирование дырки из объёма в гранулу соответствует туннелированию электрона из гранулы в объём и наоборот.

Следует отметить, что при учёте процессов туннелирования, включающих в себя моды α , соответствующие вклады описывают туннелирование электрона в гранулу, тогда как процессы, вовлекающие в себя моды β , описывают туннелирование электрона из гранулы. При $|eV| < e^2/C$ реальные процессы туннелирования подавляются кулоновской блокадой и становятся виртуальными. Заметим, однако, что соотношения между энергиями гибридизованных состояний сохраняются независимо от того, является ли туннелирование реальным или виртуальным, поскольку эти соотношения не зависят от чисел заполнения соответствующих состояний. Именно виртуальное туннелирование позволяет устранить ток через структуру.

С учётом сказанного выше выражение для энергии взаимодействия принимает вид

$$U^{\text{int}}(\tilde{\mathbf{R}}) = J^2 \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \frac{ma^3 |A_T|^2}{2\pi\hbar^2 \tilde{R}} \sum_{\mathbf{k}', v} \left\{ 2 \exp[i(\mathbf{k}'\tilde{\mathbf{R}} - k'_v \tilde{R})] + \exp[i(-\mathbf{k}'_v \tilde{\mathbf{R}} - k'_v \tilde{R})] + \exp[i(-\mathbf{k}'_v \tilde{\mathbf{R}} + k'_v \tilde{R})] \right\}, \quad (20)$$

где $\mathbf{k}'$ соответствует энергии ϵ' , $\tilde{\mathbf{R}}$ — расстояние между центрами за вычетом толщины изолирующего слоя, $v = 1, 2$ соответствуют электронному и дырочному каналам. При последующем суммировании важно учесть, что электрон может туннелировать только из заполненного состояния, а дырка — только в заполненное состояние. Соответственно, для $v = 1$ верхний предел суммирования в (20) по k' ограничен величиной k_F , а для $v = 2$ суммирование происходит до

$$k_h = k_F \left(1 + \frac{eV - e^2/C}{2\epsilon} \right).$$

Окончательно мы приходим к выражению (17) для энергии связи между частицами, приходящейся на единицу площади, в котором S_1 и S_2 — значения локализованных спинов в объёме и грануле соответственно. В пределе малых напряжений зависящая от напряжения часть $\mathcal{K}$ в (17) оценивается как

$$\mathcal{K}(z) \simeq -\frac{eV|A_T|^2}{2\epsilon_F z} \cos \left[z \left(1 - \frac{e^2}{2C\epsilon_F} \right) \right]. \quad (21)$$

Знак соответствующего вклада в обменную энергию меняется в зависимости от знака напряжения. Заметим, что описанный нами эффект, в отличие от механизмов, предложенных в [112, 129, 130], реализуется в отсутствие

тока через устройство, что позволяет исключить диссипацию энергии.

5.4. Сверхбыстрое переключение намагниченности в ферримагнитных структурах

Принципиально новый подход к токовому переключению намагниченности может быть реализован на основе недавно обнаруженных особенностей сверхбыстрой спиновой динамики в ферримагнитных металлических сплавах редкоземельный металл/переходный металл (RE-TM) [138–140]. В этих работах и ряде других работ было экспериментально продемонстрировано сверхбыстрое (в течение нескольких пикосекунд) переключение намагниченности аморфного металлического ферримагнитного сплава GdFeCo под действием одиночных фемтосекундных лазерных импульсов. Важной особенностью такого переключения является его независимость от поляризации лазерных импульсов [141], ставшая одним из свидетельств того, что лазерный импульс не служит источником углового момента при переключении, а обеспечивает быстрый нагрев электронной системы (см. также раздел 6.2.1). Переключение намагниченности в такой сильнонеравновесной системе оказывается результатом нетривиального динамического поведения магнитных подсистем металлического ферримагнетика [140, 142]. Так как сверхбыстрое переключение намагниченности в ферримагнетике инициируется быстрым нагревом электронной подсистемы, в работе [143] была предложена теоретическая модель такого переключения и высказано предположение, что внешним стимулом для этого процесса могут служить короткие импульсы тока, пропускаемые через металлическую ферримагнитную гетероструктуру.

Предложенная в [143] модель учитывает основные особенности равновесного состояния ферримагнитных металлов и их отклика на фемтосекундное оптическое возбуждение:

1) рассматривается ферримагнитная структура, состоящая из двух ферромагнитных подсистем (А и В), связанных антиферромагнитно (рис. 13а). Ферромагнитные свойства подсистем обусловлены сильно локализованными f- и (или) d-электронами, присутствует также подсистема s(p)-электронов, сильно взаимодействующая с обеими ферромагнитными подсистемами;

2) предполагается, что именно более подвижные s(p)-электроны контролируют энергетический баланс и баланс углового момента в системе. В частности, они обеспечивают спиновую релаксацию с характерным временем τ_s за счёт того или иного взаимодействия с решёткой;

3) размагничивание ферромагнитных подсистем А и В при нагреве электронной системы происходит именно при посредстве s(p)-электронов за счёт спинового обмена с соответствующими подсистемами с характерными временами τ_{Ae} и τ_{Be} . При этом предполагается, что электронный нагрев происходит за времена, много меньшие, чем времена спиновой кинетики (прежде всего, обменного рассеяния). Постепенное охлаждение электронной подсистемы происходит в результате передачи энергии s(p)-электронами в решётку.

Важной особенностью этой модели является то, что ферромагнитная подсистема А, обладающая большей намагниченностью в равновесии, имеет меньшее время размагничивания ($\tau_{Ae} < \tau_{Be}$) (рис. 13б). В некоторый момент подсистема А полностью теряет намагничен-

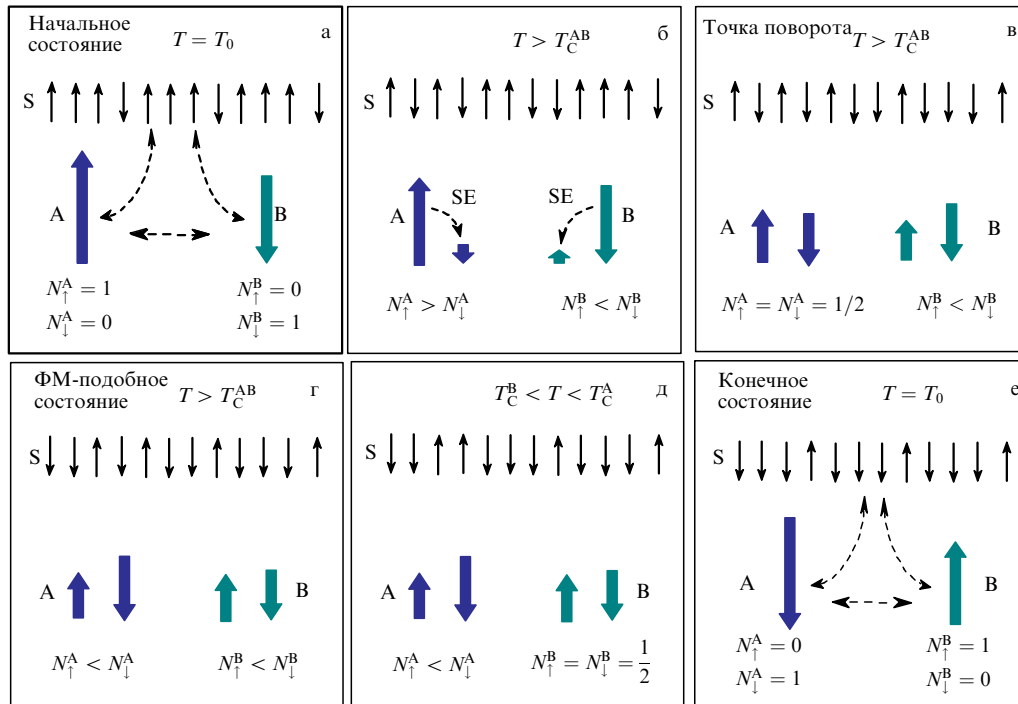


Рис. 13. "Стоп-кадры" эволюции трёх электронных подсистем ферромагнитного металлического сплава. (а) Равновесная система, в которой обменное взаимодействие (штриховые линии) между подсистемами А (3d) и В (4f) осуществляется через электроны проводимости s(p). (б–д) Этапы эволюции намагниченностей подсистем А и В при фемтосекундном увеличении температуры электронов T (см. текст). SE (Stoner excitation) — стонеровские возбуждения, возникающие в результате переворота электронных спинов в подрешётках в неравновесной системе. (е) Финальное равновесное состояние с переключёнными намагниченностями обеих подсистем.

ность, тогда как подсистема В частично её сохраняет (рис. 13в). Можно показать, что вследствие сохранения спина при обменном межэлектронном рассеянии s(p)-электроны переносят спин от В к А, сообщая подсистеме А направление намагниченности, противоположное исходному (рис. 13г). Динамику спиновых заселённостей подсистем А и В $N_{\uparrow\downarrow}^{A,B}$ в этот момент времени, обозначенный как "точка поворота" t_r , можно описать кинетическим уравнением [143]

$$\left. \frac{dN_{\uparrow\downarrow}^A}{dt} \right|_0 \sim -\frac{(\tau_{Ac}\tau_{Be})^{-1}}{(4/\tau_s) + (1/\tau_{ee})} (N_{\uparrow\downarrow}^B - N_{\uparrow\downarrow}^A), \quad (22)$$

где τ_{ee} — электрон-электронное рассеяние в s(p)-подсистеме. Если в окрестности t_r электронная температура в результате охлаждения оказывается ниже критической температуры T_c^A системы А, то эта система начинает восстанавливать свою намагниченность в соответствии с направлением, продиктованным подсистемой В. Таким образом, возникает ферромагнитно-подобное состояние, экспериментально обнаруженное в [142]. Процесс размагничивания подсистемы В, для которой $T_c^B < T_c^A$, продолжается (рис. 13д), и намагниченность этой подсистемы далее начинает восстанавливаться уже под влиянием обменного взаимодействия с подсистемой А.

Из предложенной в [143] модели видно, что возможность переключения зависит от деликатного соотношения между временами обменного межэлектронного рассеяния и временами энергетической и спиновой релаксации. Поэтому важным является определение зависимостей этих времён от параметров ферромагнитных сплавов или гетероструктур. Так как наша модель подтверждает, что роль лазерного оптического импульса сводится к

быстрому нагреву образца, было высказано предложение, что реализовать переключение можно пропусканьем электрического тока через соответствующим образом изготовленный образец. В перспективе это даёт возможность сверхбыстрого управления намагниченностью электрическими импульсами, первое сообщение о реализации которого появилось в работе [144].

В [143] было, в частности, теоретически показано, что в ферромагнитной гетероструктуре А/NM/В, где А и В — слои ферромагнитных металлов, NM — немагнитная металлическая прослойка, время полного размагничивания подсистемы А при пропускании короткого импульса тока определяется как $t_r \sim \tau_{Ac} E_{ex}^A / |eV - eV_c|$ и им можно управлять превышением напряжения V , прикладываемаемого к структуре, над критическим значением $V_c = 2E_{ex}^A/e$.

Важный момент состоит в том, что за сверхкороткое время переключения полная энергия, введённая в систему, также достаточно мала. Действительно, речь идёт о нагреве электронной системы до температур порядка критической. Ожидается, что за время переключения соответствующая энергия не успевает перейти в фоновую систему. При этом следует иметь в виду, что теплоёмкость фоновой системы в соответствующей области температур больше, чем теплоёмкость электронной. Поэтому переключающий импульс не приводит к локальному перегреву решётки. Также заметим, что двухслойные устройства малых размеров обладают важным преимуществом, так как отдельный монослой в них вследствие малых размеров является однодоменным. Поэтому, в частности, знак аномального эффекта Холла в них полностью определяется знаком намагниченности. Следовательно, это даёт возможность "считывать" со-

стояние устройства. Таким образом, можно констатировать, что соответствующее устройство является прямым аналогом обычного триггера.

6. Сверхбыстрое оптическое управление анизотропией и динамические явления в магнитных структурах

Исследованию взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с магнитно-упорядоченными средами посвящён особый раздел физики магнетизма — фемтомагнетизм, начало которому было положено в 1996 г. в работе [145]. Активное развитие этого направления уже нашло отражение в обзорах по фемтомагнетизму [17], сверхбыстрому оптомагнетизму [146], локализации оптомагнитных явлений на нанометровых масштабах [147], оптическому переключению намагниченности в металлах [148], пикосекундной магнитоакустике [149], антиферромагнитной оптоспинтронике [150] и др. В разделах 6.1–6.3 мы остановимся на рассмотрении одного, но широкого класса фемтомагнитных явлений — лазерно-индуцированного управления магнитной анизотропией, которое, как нам представляется, открывает широкие возможности для создания спинтронных устройств.

6.1. Лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии и прецессия намагниченности

Рассмотрим феноменологическую теорию, которая позволяет классифицировать эффекты сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения анизотропии и определить подход к их детектированию. Для тонкой бесконечной плёнки ферромагнетика вклад в свободную энергию, отвечающий за магнитную анизотропию в равновесном состоянии, имеет вид

$$F^{\text{MA}} = F^{\text{MCA}} + F^{\text{g}} + 0,5\mu_0 M_z^2,$$

где M_i — проекция намагниченности $\mathbf{M}$ на ось i , F^{MCA} — вклад в энергию от магнитокристаллической анизотропии. Для определённости направим ось z по нормали к плёнке. Вклад $0,5\mu_0 M_z^2$ описывает анизотропию формы ферромагнитной плёнки. Вклад F^{g} учитывает дополнительную анизотропию, которая в тонких плёнках имеет чаще всего ростовую или магнитоэстрикционную природу.

Равновесная ориентация намагниченности определяется минимумом суммы энергий F^{MA} и зеемановской $-\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{ext}}$, где $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ — внешнее магнитное поле. Для описания равновесного положения намагниченности удобно ввести полное эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\partial F^{\text{MA}}/\partial \mathbf{M} + \mathbf{H}_{\text{ext}}$ (рис. 14а). Если воздействие лазерного импульса приводит к изменению одного из вкладов в F^{MA} или к появлению дополнительных вкладов, то в общем случае изменятся положение и глубина минимума $F^{\text{MA}} - \mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{ext}}$, а также направление и величина эффективного поля $\mathbf{H}'_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{eff}} + \delta\mathbf{H}_{\text{eff}}$ (рис. 14а). Динамический отклик намагниченности на такое изменение описывается нелинейным уравнением Ландау–Лифшица–Гилберта (ЛЛГ). Решением линеаризованного уравнения ЛЛГ является затухающая прецессия намагниченности. Прецессия, индуцированная появлением $\delta\mathbf{H}_{\text{eff}}$, имеет ряд важных особенностей, отличающих её от прецессии, индуцированной переменным магнитным полем. В общем случае ось z' прецессионного движения намагниченности

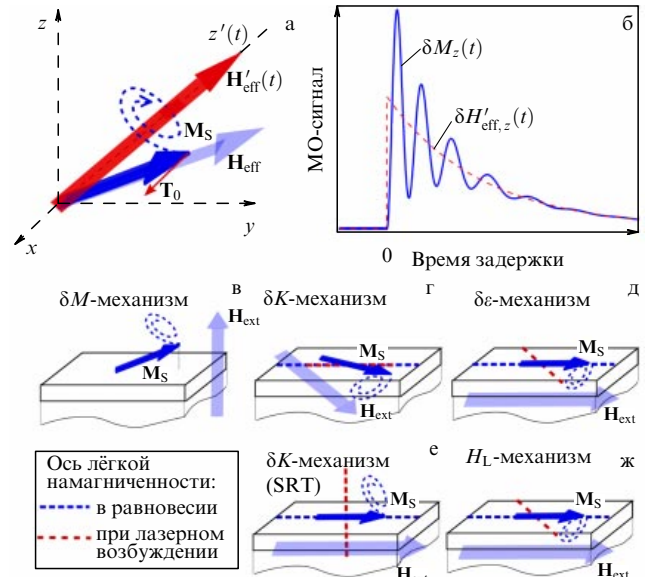


Рис. 14. (В цвете онлайн.) (а) Прецессия намагниченности, возбуждаемая при лазерно-индуцированном изменении магнитной анизотропии. (б) Пример магнитооптического отклика, наблюдаемого при таком процессе. (в–ж) Схематическое представление лазерно-индуцированного изменения осей анизотропии и траектории намагниченности.

(рис. 14а) и частота прецессии $\omega(t)$ являются функциями времени; $z'(t)$ отражает мгновенное направление полного эффективного поля $\mathbf{H}'_{\text{eff}}$, эволюция которого во времени определяется релаксационными процессами, ответственными за изменения анизотропии после лазерного возбуждения. Частота прецессии $\omega(t) = \gamma H'_{\text{eff}}(t)$ также связана с эволюцией $\mathbf{H}'_{\text{eff}}$. Начальное направление движения намагниченности, задающее начальную фазу прецессии, однозначно связано с вращающим моментом $\mathbf{T}_0$ в момент запуска прецессии (рис. 14а):

$$\mathbf{T}_0 = -\gamma(\mathbf{M}(t < 0) \times \delta\mathbf{H}_{\text{eff}}). \quad (23)$$

Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии может позволить решить несколько актуальных задач. Одной из них является возбуждение прецессии намагниченности большой амплитуды для осуществления переключения из одного равновесного состояния в другое. Для этого также необходимо, чтобы характер эволюции $\mathbf{H}'_{\text{eff}}(t)$ и затухание прецессии τ_0 удовлетворяли требованиям, предъявляемым к прецессионному переключению [151]. Интересной проблемой с точки зрения этой задачи является возбуждение нелинейной магнитной динамики, не описываемой решением линеаризованного уравнения ЛЛГ. Ещё одной задачей является перестройка частоты прецессии намагниченности $\omega(t)$ и в более общем случае управление дисперсионными соотношениями магнонов, что могло бы найти применение в оптически-перестраиваемой магнотронике [152]. С решением этих задач связана интересная проблема возбуждения высокочастотной прецессии намагниченности для терагерцевой спинтроники.

Прецессия намагниченности является не просто результатом, но и "зондом" лазерно-индуцированных изменений анизотропии. Наиболее детальную информацию о параметрах прецессии намагниченности можно извлечь, используя комбинацию методики фемтосекунд-

ной накачки – зондирования и векторной магнитооптической магнитометрии [153–156]. Однако в большинстве случаев детектирование лазерно-индуцированной прецессии осуществляется измерением только одного магнитооптического эффекта в одной экспериментальной геометрии. В рассматриваемых в разделах 6.2, 6.3 экспериментах, основанных на детектировании полярного магнитооптического (МО) эффекта Керра или эффекта Фарадея с временным разрешением, измеряемой величиной является угол поворота плоскости поляризации $\theta(t) \sim M_z(t)$ импульсов зондирования

$$\theta(t) = A(t) + \theta_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \sin(\omega(t)t + \phi_0),$$

где начальная фаза ϕ_0 определяется направлением $\mathbf{T}_0$ (23):

$$\phi_0 = \angle(\mathbf{T}_0, \mathbf{z}). \quad (24)$$

Характер эволюции $A(t)$ и $\omega(t)$ связан с эволюцией направления и величины $\mathbf{H}'_{\text{eff}}$. Это иллюстрируется на рис. 14а, б, где показан случай, когда воздействие лазерного импульса приводит к резкому изменению $\delta\mathbf{H}'_{\text{eff}}$ с последующей более медленной экспоненциальной релаксацией $\mathbf{H}'_{\text{eff}}$ к равновесному направлению и величине $\mathbf{H}_{\text{eff}}$.

6.2. Механизмы изменения магнитной анизотропии

Процессы, приводящие к изменению магнитной анизотропии и возбуждению прецессии, удобно разделить на несколько типов:

- изменение величины намагниченности (δM -процесс);
- изменение параметров анизотропии (δK -процесс);
- появление дополнительной анизотропии вследствие лазерно-индуцированной динамической деформации ($\delta\epsilon$ -процесс);
- появление дополнительной оси анизотропии при перестройке электронной структуры ($\mathbf{H}_L$ -процесс).

Первые два механизма обычно имеют *термическую* природу, т.е. осуществляются в результате увеличения эффективной температуры одной из подсистем среды (электронов, решётки). Однако имеются сообщения и о *нетермических* δM - и δK -процессах, преимущественно в разбавленных магнитных полупроводниках; $\delta\epsilon$ -процесс также может рассматриваться как нетермический, хотя он играет важную роль и при термических процессах. Очевидно, что $\mathbf{H}_L$ -процессы, основанные на заселении определённых возбуждённых электронных уровней, — нетермические, и их важной особенностью является чувствительность к поляризации лазерных импульсов, а также малая сопутствующая диссипация энергии.

6.2.1. Изменение анизотропии формы (δM -процесс). Пионерской работой по лазерно-индуцированному возбуждению прецессии и спиновых волн считается работа [157], в которой исследовалось возбуждение тонких плёнок никеля и пермаллоя 100-фемтосекундными лазерными импульсами. Важной особенностью эксперимента являлось то, что внешнее магнитное поле имело ненулевую проекцию на нормаль плёнки (рис. 14в). В равновесном состоянии намагниченность плёнки с анизотропией "лёгкая плоскость", связанной с анизотропией формы $\mu_0 M_z^2$, была направлена под некоторым углом к поверхности плёнки и вклад $\mu_0 M_z^2$ в F^{MA} был ненулевым. Этот и многочисленные последующие эксперименты с разными

магнитными металлами показали, что в такой геометрии в отклике намагниченности на воздействие фемтосекундным лазерным импульсом есть два вклада.

На временах ~ 100 фс происходит *сверхбыстрое размагничивание*, т.е. уменьшение намагниченности M_S [145]. Сам по себе этот процесс вносит один из основных вкладов в фемтомагнетизм металлов (см. [17, 148, 158–160]). Вопрос о микроскопическом механизме сверхбыстрого размагничивания остаётся открытым, но сейчас достигнуто понимание, что в основе такого сильнонеравновесного процесса лежит поглощение энергии лазерного импульса, приводящее в переходных металлах к увеличению эффективной температуры электронов до $T_e \sim 1000$ К и более, устанавливающейся за время ~ 10 фс. Термализация с решёткой приводит к остыванию электронной подсистемы и нагреву решётки на несколько сотен кельвинов в течение нескольких пикосекунд [161]. Отклик спиновой системы на такое быстрое и существенное изменение T_e и T_l и определяет сверхбыстрое размагничивание.

Уменьшение вклада $\mu_0 M_z^2$ в свободную энергию F^{MA} за счёт сверхбыстрого размагничивания создаёт вращающий момент $\mathbf{T}_0 \perp \mathbf{z}$ (23). Этого достаточно для возникновения прецессии, так как изменение M_S происходит за время ~ 100 фс, которое существенно меньше характерного периода прецессии намагниченности $2\pi/\omega \sim \sim 100$ пс.

6.2.2. Изменение магнитокристаллической анизотропии (δK -процесс).

В общем случае условием возбуждения прецессии намагниченности за счёт δK -процесса, т.е. лазерно-индуцированного изменения констант анизотропии, является то, что в равновесном состоянии угол между намагниченностью и вектором внешнего магнитного поля отличен от нуля. В этом случае уменьшение констант анизотропии приведёт к отклонению эффективного поля $\delta\mathbf{H}'_{\text{eff}}$, необходимому для возбуждения прецессии (рис. 14г). Воздействие лазерных импульсов на магнитный металл приводит к пикосекундному увеличению температуры решётки T_l , в связи с чем можно ожидать, что и параметры анизотропии металла претерпят значительные изменения.

Отметим, что в диапазоне температур, существенно меньших температуры Кюри, энергия магнитной анизотропии характеризуется более сильной зависимостью от температуры, чем намагниченность [162]. Уже в работе [157] δK -процесс рассматривался наряду с δM -процессом.

Подробное исследование сверхбыстрого изменения анизотропии в тонкой плёнке Fe/MgO методом векторной магнитооптической магнитометрии с временным разрешением было проведено в [154, 155]. В плоскости плёнки имелись две перпендикулярные оси кубической анизотропии. Внешнее магнитное поле было ориентировано в плоскости плёнки под углом к этим осям, что исключало возбуждение прецессии за счёт изменения анизотропии формы (δM -процесса). При возбуждении плёнки Fe фемтосекундными лазерными импульсами наблюдалось возбуждение прецессии намагниченности, которое можно было описать в модели, учитывающей лазерно-индуцированный нагрев решётки и соответствующее уменьшение константы кубической анизотропии [154, 155].

Векторная магнитооптическая методика с временным разрешением позволила полностью восстановить

пространственную и временную траекторию движения намагниченности и определить, как изменяется в пространстве и во времени направление полного эффективного магнитного поля. На основании этих данных авторы [154] также определили величину абсолютных лазерно-индуцированных изменений эффективного поля магнитокристаллической анизотропии $\delta \mathbf{H}_{\text{eff}}' \sim -50\%$ и оценили соответствующее изменение температуры решётки $\Delta T_l \sim 350$ К.

В спинтронике важную роль играют тонкие одно- и гранулированные плёнки магнитных металлов с сильной анизотропией типа "лёгкая ось". Для возбуждения прецессии в таких плёнках за счёт δK - и δM -процессов необходимо приложить внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ под некоторым углом к нормали плёнки. В работе [163] продемонстрировано возбуждение прецессии намагниченности в гранулированной плёнке $\text{Ll}_0\text{-FePt/MgO}$. Благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию в этом материале эффективное поле одноосной магнитокристаллической анизотропии составляет $H_z^{\text{MCA}} \sim 10$ Тл. Сильная анизотропия позволила возбуждать прецессию намагниченности с частотами до 400 ГГц во внешнем магнитном поле величиной до 7 Тл.

В магнитных диэлектриках лазерно-индуцированный нагрев существенно слабее, чем в металлах, а канал передачи энергии и углового момента, отвечающий за сверхбыстрое размагничивание в металлах, не эффективен из-за отсутствия свободных носителей. Характерное время лазерно-индуцированного размагничивания в диэлектриках составляет нескольких сотен пикосекунд [164, 165], что позволяет исключить δM -процесс как механизм возбуждения прецессии намагниченности. Поглощение лазерных импульсов с энергиями ниже края запрещённой зоны связано преимущественно со слабыми локализованными электронными переходами, что приводит к существенно более слабому нагреву решётки ($\Delta T_l \sim 1\text{--}10$ К), чем в металлах. Вопрос о том, насколько δK -процесс может быть существен для возбуждения прецессии намагниченности в диэлектриках, в течение длительного времени оставался открытым.

В работе [165] был изучен отклик тонкой плёнки магнитного диэлектрика — сложно-замещённого феррита-граната (СЗ-ЖИГ) на возбуждение фемтосекундными лазерными импульсами с энергией фотона в диапазоне 1,6–2 эВ, что соответствует зоне относительной прозрачности (поглощение ~ 100 см⁻¹). В качестве образца была выбрана плёнка СЗ-ЖИГ $(\text{YBiPrLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (гадолиний-галлиевый гранат — ГГГ) с ориентацией (210) (рис. 15а). Ростовая анизотропия такой плёнки доминирует над собственной кубической и имеет одноосные (K_u, K_i) и ромбический (K_{yz}) вклады $F^{\text{MA}} = K_u m_z^2 + K_i m_y^2 + K_{yz} m_y m_z$ (см. рис. 15), где $m_i = M_i/M_S$ — нормированная проекция намагниченности на ось i . Можно показать [165], что направление вращающего момента $\mathbf{T}_0$ (23), возникающего при δK -процессе, связанном с одной или несколькими константами анизотропии K_u, K_i, K_{yz} , определяется, во-первых, соотношением между $\delta K_u, \delta K_i$ и δK_{yz} , и, во-вторых, начальным направлением намагниченности $\mathbf{M}$ относительно осей, определяющих ростовую магнитную анизотропию. В низкосимметричной плёнке (210)-СЗ-ЖИГ поворот внешнего поля в плоскости плёнки изме-

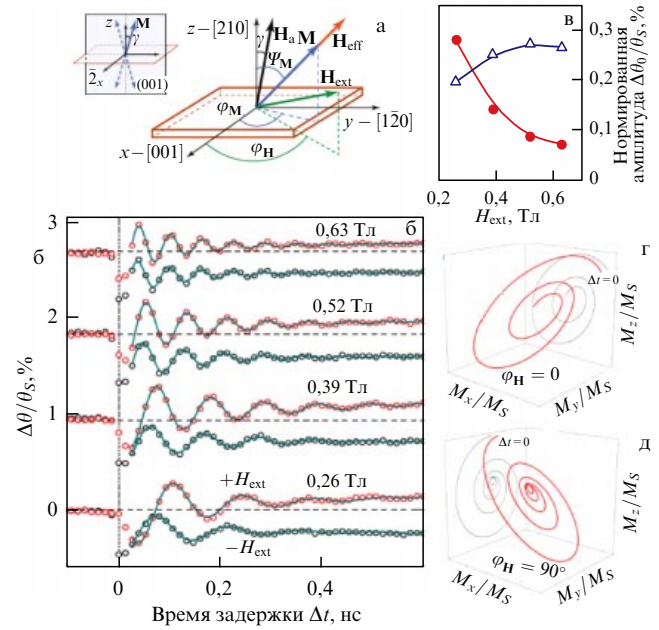


Рис. 15. Прецессия намагниченности в плёнке (210)-СЗ-ЖИГ, индуцированная δK -процессом и сверхбыстрым обратным эффектом Фарадея [165]. (а) Полное эффективное поле анизотропии $\mathbf{H}^{\text{MA}}$, равновесная намагниченность в плёнке и ориентация внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{ext}}$. (б) Временные зависимости лазерно-индуцированного эффекта Фарадея в плёнке СЗ-ЖИГ (210), полученные при разных величинах внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{ext}} \parallel x$ для импульсов зондирования, распространяющихся вдоль оси z . $\Delta\theta/\theta_S$ — поворот плоскости поляризации зондирующего импульса. (в) Полевые зависимости нормированной амплитуды прецессии $\Delta\theta/\theta_S \sim \Delta M_z/M_S$, индуцированной δK -процессом. (г, д) Рассчитанные траектории прецессии намагниченности, индуцированной δK -процессом в поле, приложенном вдоль трудной оси x (г) и вдоль оси y (д).

няет равновесное направление намагниченности сложным образом, включая изменение всех трёх проекций M_i . Определяя параметры лазерно-индуцированной прецессии намагниченности для разных величин и направлений внешнего поля, можно выделить вклад δK -процесса в возбуждение прецессии намагниченности.

Результаты эксперимента представлены на рис. 15б. При малых величинах поля H_{ext} начальная фаза прецессии ϕ_0 (24) сложным образом зависит от знака внешнего магнитного поля, причём эта зависимость становится менее выраженной по мере увеличения поля. Анализ представленной полевой зависимости, а также зависимости от поляризации возбуждающих импульсов [165] показал, что при больших полях за возбуждение прецессии отвечает сверхбыстрый обратный эффект Фарадея [146, 166], а при малых полях существенный вклад в процесс возбуждения даёт именно лазерно-индуцированное термическое изменение констант ростовой анизотропии.

Действительно, при малых H_{ext} полях направление полного эффективного поля отличается от направления внешнего магнитного поля и в значительной степени определяется величинами констант анизотропии. По мере увеличения внешнего магнитного поля вклад от лазерно-индуцированного изменения анизотропии становится менее существенным (рис. 15в). Таким образом, изменение полного эффективного поля $\delta \mathbf{H}_{\text{eff}}$, связанное с δK -процессом, максимально при малых внешних полях. Анализ зависимости начальной фазы прецессии от направления внешнего магнитного поля в плоскости плён-

ки показал, что начальная фаза прецессии ϕ_0 (24) зависит от этого направления. На рисунке 15г, д представлены результаты расчёта траекторий прецессии намагниченности, выполненного на основе экспериментальных данных о δK_u , δK_i , δK_{yz} и ϕ_0 при двух ориентациях внешнего магнитного поля.

Возбуждение прецессии намагниченности в РФП (Ga, Mn)As δK -процессом было реализовано в [167]. В эксперименте выявлена сложная траектория прецессионного движения, на основании которой авторы [167] заключили, что существенный вклад в возбуждение прецессии за счёт δK -процесса даёт нетермическое изменение баланса между кубическим (K_1) и одноосным (K_u) вкладами в анизотропию. Это изменение авторы связали с появлением и релаксацией фотоиндуцированных дырок [168]. Отметим, что в работе [169] также наблюдалось возбуждение прецессии в РФП (Ga, Mn)As, которое авторы связывали с термическим δK -механизмом без подробного анализа справедливости такого предположения.

6.2.3. Спин-ориентационные переходы (δK -процесс). В изученном в работе [165] δK -процессе в СЗ-ЖИГ динамическое изменение констант анизотропии составляло долю процента, а отклонение намагниченности от равновесного положения не превышало 1° . Для достижения в диэлектриках более сильных отклонений намагниченности за счёт δK -процесса необходимы материалы, в которых относительно небольшой лазерно-индуцированный нагрев приводил бы к значительным изменениям K . Перспективными материалами являются диэлектрики, в которых в узком диапазоне температур имеются *спин-ориентационные* (СО) переходы [170], в частности редкоземельные ортоферриты $R\text{FeO}_3$. Редкоземельный элемент R определяет наличие, род и температуру СО-перехода. В общем виде магнитная анизотропия ортоферритов выражается как $F^{\text{MCA}} = K_{u1}(T) \sin^2 \zeta + K_{u4} \sin^4 \zeta$, где ζ — угол в плоскости ac между кристаллографической осью a орторомбического кристалла и намагниченностью. Константа $K_{u1}(T)$ для ряда редкоземельных ортоферритов меняет знак при изменении температуры. Знак константы K_{u4} определяет род СО-перехода, происходящего при изменении знака $K_{u1}(T)$ [170].

СО-переход в ортоферритах вызван разной температурной зависимостью двух конкурирующих вкладов в $K_{u1}(T)$ [170]. Помимо одноионного вклада от спин-орбитального взаимодействия для ионов Fe^{3+} имеется вклад, обусловленный взаимодействием магнитных моментов Fe^{3+} с неупорядоченными магнитными моментами R^{3+} . Редкоземельные ионы демонстрируют сильную температурную зависимость как величины магнитного момента, так и одноионной анизотропии. При температурах ниже температуры Нееля (~ 650 К) доминирует вклад от одноионной анизотропии Fe^{3+} , стабилизирующий фазу слабого ферромагнетика ($\mathbf{M} \parallel c$ и $\mathbf{L} \parallel a$) для всех ортоферритов. При понижении температуры возрастает второй вклад в анизотропию, и при определённой температуре происходят два СО-перехода 2-го рода в фазу с $\mathbf{M} \parallel a$ и $\mathbf{L} \parallel c$ или СО-переход 1-го рода в антиферромагнитную фазу ($\mathbf{L} \parallel b$).

В серии работ [171–174] показано, что возбуждение ортоферритов в низкотемпературной фазе фемтосекундными лазерными импульсами приводит к возбуждению

прецессии намагниченности в результате изменения знака $K_{u1}(T)$ за время порядка нескольких пикосекунд. Термическая природа такого сверхбыстрого СО-перехода подтверждается тем, что величина лазерно-индуцированного отклонения $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ от равновесного направления в низкотемпературной фазе оказывается тем больше, чем ближе начальная температура образца к температуре СО-перехода [171–173]. Ключевым промежуточным процессом, отвечающим за изменение знака константы анизотропии и возникновение лазерно-индуцированного СО-перехода, является изменение заселённости 4f-подуровней редкоземельных ионов R^{3+} при увеличении температуры. Характерное время этого процесса составляет несколько пикосекунд, и оно оказывается определяющим для скорости сверхбыстрого СО-перехода [173].

Следует подчеркнуть, что лазерно-индуцированный СО-переход является примером δK -процесса, при котором изменяется не только величина, но и знак константы анизотропии. Это позволяет реализовать возбуждение прецессии намагниченности во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль лёгкой оси анизотропии в низкотемпературной фазе, или даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Так как в предельном случае лазерно-индуцированный СО-переход заключается в повороте оси анизотропии на угол 90° , это делает возможным сверхбыстрое лазерно-индуцированное переключение намагниченности через СО-переход без внешнего магнитного поля (см. раздел 6.3.1).

6.2.4. Обратная магнитострикция ($\delta \varepsilon$ -процесс). В работе [175] показано, что пикосекундные импульсы деформации ε_{ij} или пакеты субтрагерцевых акустических фононов [176], инжектированных в плёнку ферромагнитного полупроводника (Ga, Mn)As, индуцируют в нём прецессию намагниченности за счёт обратной магнитострикции, т.е. вследствие появления дополнительного магнитоупругого вклада в магнитную анизотропию $F^{\text{MS}} = b \delta \varepsilon_{ij} m_i m_j$, где b — магнитоупругий коэффициент (см. также раздел 2.3). Эта работа положила начало *пикосекундной магнитоакустике* как отдельному направлению в фемтомагнетизме. На явлении обратной магнитострикции основано возбуждение не только прецессии намагниченности в РФП [175], металлах [177] и диэлектриках [178], но и обменных спиновых волн [69], вынужденных осцилляций намагниченности большой амплитуды [179], магнитоупругих волн [180].

В работе [181] показано, что в тонкой ферромагнитной металлической плёнке $\delta \varepsilon$ -процесс может конкурировать с δK -процессом, приводя к нетривиальному динамическому поведению намагниченности. Действительно, лазерно-индуцированный нагрев решётки в металле за несколько пикосекунд сопровождается возникновением термических напряжений и, как следствие, динамической деформации ε_{ij} с временным и пространственным профилем, подобным температурному профилю [176]. В эксперименте [181] использовалась эпитаксиальная плёнка магнитострикционного металла — галфенола (Fe, Ga) толщиной 100 нм на подложке GaAs(311). Внешнее магнитное поле было направлено вдоль трудной оси анизотропии в плоскости плёнки, что позволяло наблюдать прецессию намагниченности, запускаемую лазерным импульсом через δK -процесс, и исключало δM -процесс.

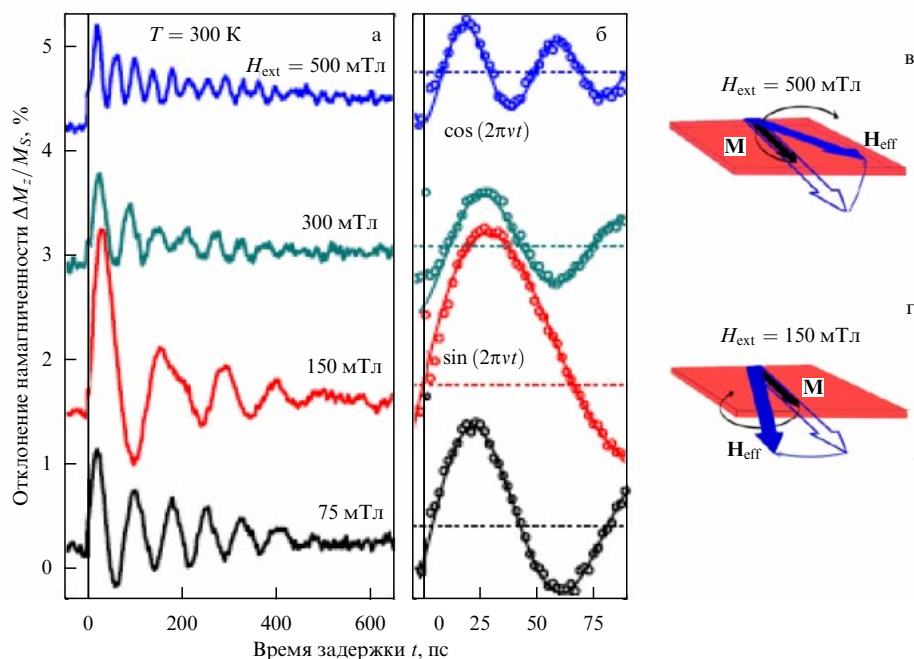


Рис. 16. Прецессия намагниченности в плёнке (Fe, Ga)/GaAs(311), индуцированная через δK - и δE -процессы [181]. (а, б) Временные зависимости лазерно-индуцированного полярного МО-эффекта Керра в плёнке (Fe, Ga)/GaAs(311), полученные при разных величинах внешнего магнитного поля H_{ext} , приложенного вдоль трудной оси в плоскости плёнки, показанные на разных временных масштабах. (в, г) Схематическая иллюстрация траектории лазерно-индуцированного изменения полного эффективного поля H_{eff} и траектория прецессии намагниченности при значениях внешнего магнитного поля 500 и 150 мТл.

В эксперименте было обнаружено, что начальная фаза прецессии ϕ_0 зависела от величины внешнего магнитного поля нетривиальным образом, изменяясь от 0 до 90° в диапазоне H_{ext} от 150 до 500 мТл (рис. 16), что нельзя объяснить на основе δK -процесса. Такая зависимость ϕ_0 отражает сложное изменение направления вращающего момента T_0 (23) и конкуренцию двух механизмов возбуждения прецессии намагниченности. Один из них, δK -процесс, преимущественно ответствен за поворот эффективного поля в плоскости плёнки, т.е. $T_0 \parallel z$ и $\phi_0 = 0$. Увеличение температуры решётки также приводит к возникновению квазистационарных продольной и сдвиговой деформаций, причём последняя обусловлена низкой симметрией плёнки (Fe, Ga)/GaAs(311).

Важно, что сдвиговая деформация приводит в том числе к появлению дополнительной оси анизотропии, направленной по нормали к плёнке. В результате появляется вклад во вращающий момент $T_0 \perp z$ и начальная фаза сигнала ϕ_0 становится отличной от нуля. В эксперименте [181] наглядно показано существенное различие между δK - и δE -процессами. Вклад от δK -процесса в генерацию прецессии намагниченности в выбранной геометрии доминирует в слабых магнитных полях, тогда как δE -процесс эффективно возбуждает прецессию и в сильных полях, когда равновесная намагниченность сонаправлена с внешним магнитным полем. Таким образом, δE -процесс может использоваться для возбуждения прецессии намагниченности с высокими частотами.

Отметим, что лазерно-индуцированная деформация в металлах может возникать в результате не только быстрого нагрева решётки, но и сверхбыстрого размагничивания, причём вклад последнего в δE может отличаться от ожидаемых на основе классических представлений о магнитострикции [182]. Вопрос о роли таких деформаций в возбуждении прецессии намагниченности остаётся от-

крытым. Кроме того, механизм возникновения деформаций при оптическом возбуждении может иметь нетермический характер, например, за счёт деформационного потенциала в полупроводниках [183], что может оказаться важным при оптическом возбуждении динамики намагниченности в магнитных полупроводниках.

6.2.5. Сверхбыстрые фотоманитные явления (H_L -процесс). В основе альтернативного подхода к управлению магнитной анизотропией лежит особый класс *фотоманитных* явлений [184], связанный с фотоиндуцированной анизотропией. Так, в ферритах-гранатах, в которых часть ионов Fe^{3+} замещена ионами Co^{2+} (Co:ЖИГ), поляризационно зависимый фотоиндуцированный перенос заряда между Co^{2+} и Fe^{3+} или перезаселение возбуждённых состояний Co^{2+} приводят к возникновению дополнительной оси анизотропии [185]. Возбуждение прецессии намагниченности за счёт сверхбыстрого фотоманитного эффекта впервые было реализовано в работе [186] в плёнке СЗ-ЖИГ/ГГГ, где отклонения намагниченности от равновесного значения составляли $\sim 1^\circ$. В работе [187] сообщалось об аналогичном сверхбыстром фотоманитном эффекте, индуцированном поверхностной электромагнитной волной в плёнке СЗ-ЖИГ/ГГГ, на поверхности которой была создана плазменная структура. Такой подход в дальнейшем может быть использован для реализации усиления сверхбыстрых фотоманитного эффекта и других лазерно-индуцированных явлений [147].

Важным шагом к достижению больших углов отклонения эффективного поля и намагниченности от равновесных значений стало возбуждение фемтосекундными линейно поляризованными лазерными импульсами плёнок Co:ЖИГ. В работе [188] показано, что линейно поляризованные импульсы действительно позволяют воз-

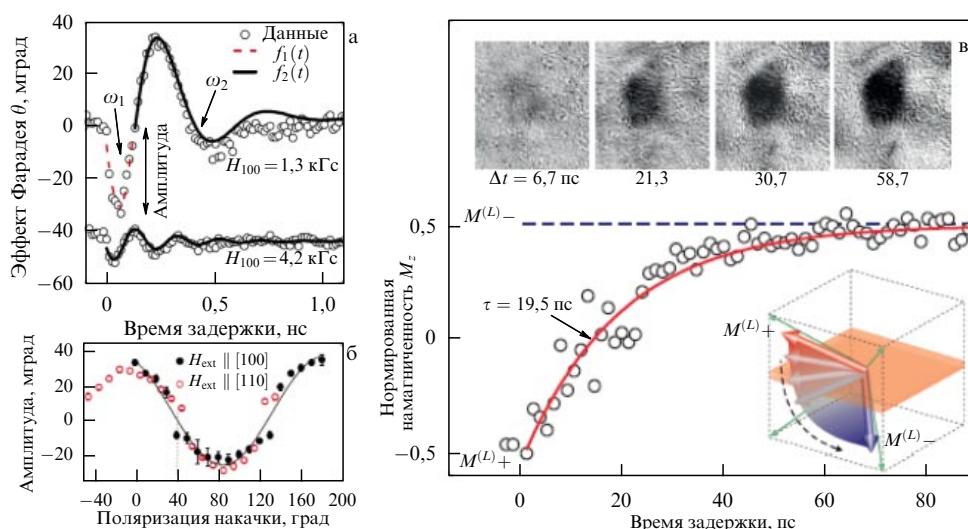


Рис. 17. Лазерно-индуцированная прецессия [188] и переключение намагниченности [190] в плёнке Со:ЖИГ за счёт $\mathbf{H}_L$ -процесса. (а) Временные зависимости эффекта Фарадея (ЭФ) в Со:ЖИГ при возбуждении линейно поляризованными лазерными импульсами [188]. (б) Зависимость амплитуды осцилляций ЭФ от поляризации лазерных импульсов, измеренная при двух направлениях внешнего магнитного поля. (в) Эволюция проекции намагниченности M_z в Со:ЖИГ при переключении намагниченности, индуцированном одиночным линейно поляризованным лазерным импульсом [190]. На вставке показаны одноимпульсные магнитооптические изображения при разных временах задержки.

буждать прецессию с амплитудой отклонения намагниченности от своего равновесного положения $\sim 20^\circ$ и начальной фазой, задаваемой поляризацией импульса. На рисунке 17а представлены временные зависимости эффекта Фарадея (ЭФ) в плёнке Со:ЖИГ, полученные при двух значениях внешнего магнитного поля H_{ext} . Важным экспериментальным результатом стало то, что частота прецессии намагниченности $\omega(t)$ оказалась зависящей от времени и лазерно-индуцированное эффективное поле $\delta\mathbf{H}_{\text{eff}}$ имело характерное время жизни ~ 20 пс (рис. 14б). Амплитуда прецессии намагниченности зависела от ориентации вектора электрического поля лазерного импульса относительно осей кристалла (рис. 17б), что свидетельствует о возбуждении прецессии за счёт сверхбыстрого фотомагнитного эффекта, а не δK -процесса. Позднее также было показано, что важную роль в данном процессе играет энергия фотона возбуждающего импульса [189].

6.3. Сверхбыстрое изменение анизотропии и спинтронные явления

6.3.1. Оптическое переключение намагниченности. Оптическое переключение намагниченности является, пожалуй, "святым Граалем" всего фемтомагнетизма, чем объясняется исключительное внимание к этому явлению в ферромагнитных металлах (см. обсуждение в разделе 5.4). В этом разделе мы обсудим два альтернативных способа переключения намагниченности, основанных на эффекте лазерно-индуцированного изменения анизотропии в магнитных диэлектриках.

Прецессионное переключение намагниченности в Со:ЖИГ. Большая величина динамических отклонений намагниченности, достигнутая в описанных выше экспериментах с Со:ЖИГ [188], позволила использовать этот материал для реализации оптически-индуцированного прецессионного переключения намагниченности [189, 190]. Используя методику одноимпульсной магнитооптической микроскопии с временным разрешением [139],

авторы работы [190] исследовали конечное и промежуточные состояния плёнки Со:ЖИГ после воздействия линейно-поляризованных лазерных импульсов. Измерения проводились в нулевом внешнем магнитном поле. Один из основных результатов приведён на рис. 17в, где показано возникновение домена с намагниченностью, направленной под углом 90° к исходной, индуцированное воздействием линейно поляризованного лазерного импульса. Авторами [190] на основе поляризационных и интенсивностных зависимостей лазерно-индуцированной эволюции намагниченности показано, что переключение между двумя направлениями намагниченности является прецессионным и происходит вследствие сверхбыстрого фотомагнитного эффекта, который рассмотрен в разделе 6.2.5. Важными факторами, обеспечивающими переключение, являются не только величина и направление лазерно-индуцированного поля анизотропии, но и относительно малое время его жизни (20 пс), позволяющее избежать прецессионного возвращения намагниченности в начальное состояние.

Помимо рекордно малой диссипации тепла, происходящей при таком переключении намагниченности Со:ЖИГ [190], его важной особенностью является спектральная селективность [189]. Как было показано, перестраивая центральную энергию фотона лазерного импульса, можно селективно возбуждать переходы в 3d-оболочках ионов Co^{2+} , занимающих в Со:ЖИГ тетраэдрические или октаэдрические позиции, изменяя таким образом характер поляризационной зависимости сверхбыстрого фотомагнитного эффекта.

Переключение намагниченности через СО-переход в ортоферритах. Сверхбыстрое управление намагниченностью, основанное на лазерно-индуцированных СО-переходах в ортоферритах, было реализовано в серии работ [191–194]. В работе [192] СО-переход 2-го рода в ортоферрите $(\text{Pr}, \text{Sm})\text{FeO}_3$ был индуцирован одиночными циркулярно поляризованными импульсами в нулевом магнитном поле и было показано, что уже на

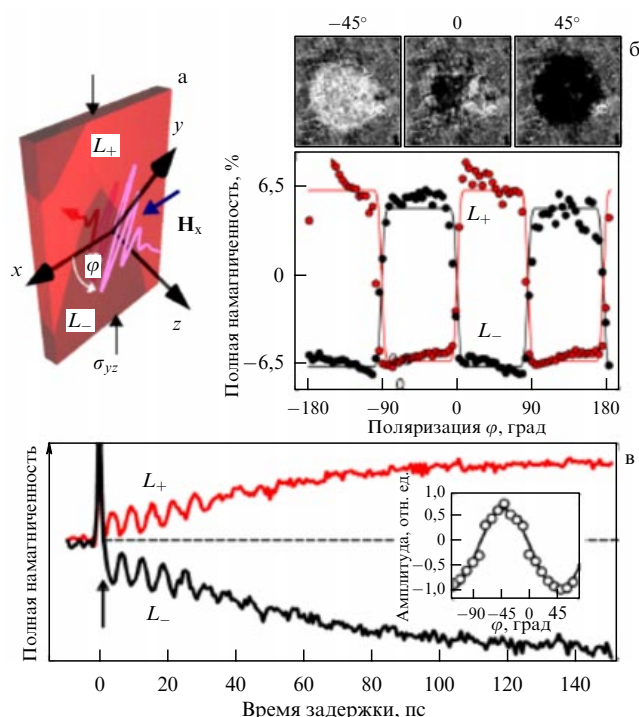


Рис. 18. Возникновение объёмной намагниченности в DyFeO_3 за счёт СО-перехода, индуцированного линейно поляризованным лазерным импульсом [194]. (а) Геометрия эксперимента. (б) Объёмная намагниченность, индуцированная в $L_{\pm}$ -доменах при возбуждении линейно поляризованным импульсом и её зависимость от поляризации. На вставке показаны одноимпульсные изображения. (в) Временная эволюция объёмной намагниченности, индуцированной в $L_{\pm}$ -доменах при возбуждении линейно поляризованным импульсом, и зависимость амплитуды прецессии от поляризации (на вставке).

временах порядка 5 пс формируется домен высокотемпературной фазы, причём направление намагниченности $\mathbf{M}$ в нём определяется комбинацией трёх факторов: плотностью энергии в возбуждающем импульсе, его поляризацией и начальной температурой образца. Показано, что такой уникальный сценарий переключения связан с тем, что одновременно с δK -процессом в запуске магнитной динамики участвует и сверхбыстрый обратный эффект Фарадея. В работе [193] сверхбыстрый СО-переход 2-го рода использовался для управления намагниченностью плёнки Co в структуре Co/SmFeO₃.

Особенностью лазерно-индуцированного СО-перехода 1-го рода является то, что он сопровождается появлением объёмной намагниченности [191, 194]. В работе [194] показано, что воздействие одиночных линейно поляризованных лазерных импульсов на DyFeO_3 в низкотемпературной фазе (рис. 18а) действительно приводит к возникновению домена с ненулевой намагниченностью. Ориентация этой намагниченности определяется поляризацией лазерного импульса и начальной ориентацией вектора $\pm \mathbf{L}$ (рис. 18б). Отметим, что 180°-антиферромагнитные домены $L_{\pm}$ во многих экспериментах неразличимы. Авторами [194] показано, что лазерно-индуцированный переход сопровождается прецессией на частоте мягкой моды (рис. 18в) с начальной фазой, задаваемой сверхбыстрым обратным эффектом Коттона–Мутона [195].

Важно заметить, что редкоземельные ортоферриты являются лишь одной из групп материалов, демонстри-

рующих СО-переходы. Есть ряд диэлектриков, включая такие, как гематит $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и магнетит Fe_3O_4 , в которых СО-переходы существуют, но механизм их возникновения отличается от описанного выше. Реализация сверхбыстрых СО-переходов в этих и других материалах может открыть новые подходы к управлению намагниченностью.

Отметим также принципиальное различие между фотомангнитным переключением в Co:ЖИГ и переключением через СО-переход в ортоферритах. В первом случае могут быть реализованы последовательные переключения между разными состояниями и намагниченность в новом состоянии живёт неограниченно долго. Во втором случае переключение происходит из никотемпературной фазы в высокотемпературную и лазерно-индуцированная фаза релаксирует в исходное состояние на временах около 1 мс, определяемых остыванием образца. В работе [196], однако, предложена идея реализации лазерно-индуцированного эффективного сдвига температуры СО-перехода в DyFeO_3 на 1 К вверх, что может в перспективе обеспечить реализацию сверхбыстрого СО-перехода из высокотемпературной фазы в низкотемпературную.

6.3.2. Оптически-индуцированный спиновый транспорт.

Для развития спинтроники важными проблемами являются генерация и перенос углового момента в виде спин-поляризованного тока, спинового тока и спиновых волн, или магнонов. В данном разделе мы рассмотрим, как лазерно-индуцированное изменение анизотропии может инициировать спиновую накачку и связанные с этим явления. Также отметим, что ещё одной актуальной задачей является оптическая генерация магнитостатических волн и управление их параметрами. Хотя в настоящее время основным механизмом оптической генерации магнитостатических волн служит сверхбыстрый обратный эффект Фарадея [197], в работах [198–200] была продемонстрирована генерация магнитостатических волн в тонких металлических плёнках за счёт δM -процесса. В работах [201, 202] для генерации магнитоупругих волн был привлечён $\delta\epsilon$ -процесс в СЗ-ЖИГ. По нашему мнению, возможность генерации магнитостатических волн посредством лазерно-индуцированного изменения анизотропии гораздо шире и это станет предметом будущих исследований.

Оптически-индуцированная спиновая накачка. Прецессирующая намагниченность может инжектировать спиновый ток в слой немагнитного материала, граничащий с магнитным слоем [203]. Важную роль спиновая накачка играет в структурах типа спинового затвора (рис. 19а), в которых она позволяет осуществлять динамическую связь между независимыми в статическом случае ферромагнитными слоями. Спиновый ток, инжектированный через немагнитную прослойку из одного ферромагнитного слоя в другой, может индуцировать в последнем вынужденную прецессию намагниченности. Особый интерес представляет режим, в котором собственные частоты прецессии в двух ферромагнитных слоях близки и спиновая накачка обеспечивает *диссипативный* вид динамической связи между ними.

При диссипативной связи двух осцилляторов в условиях резонанса, когда их частоты совпадают, две связанные моды являются вырожденными по частоте, но различаются временем жизни. В случае двух прецессирующих намагниченностей, связанных эффектом спиновой

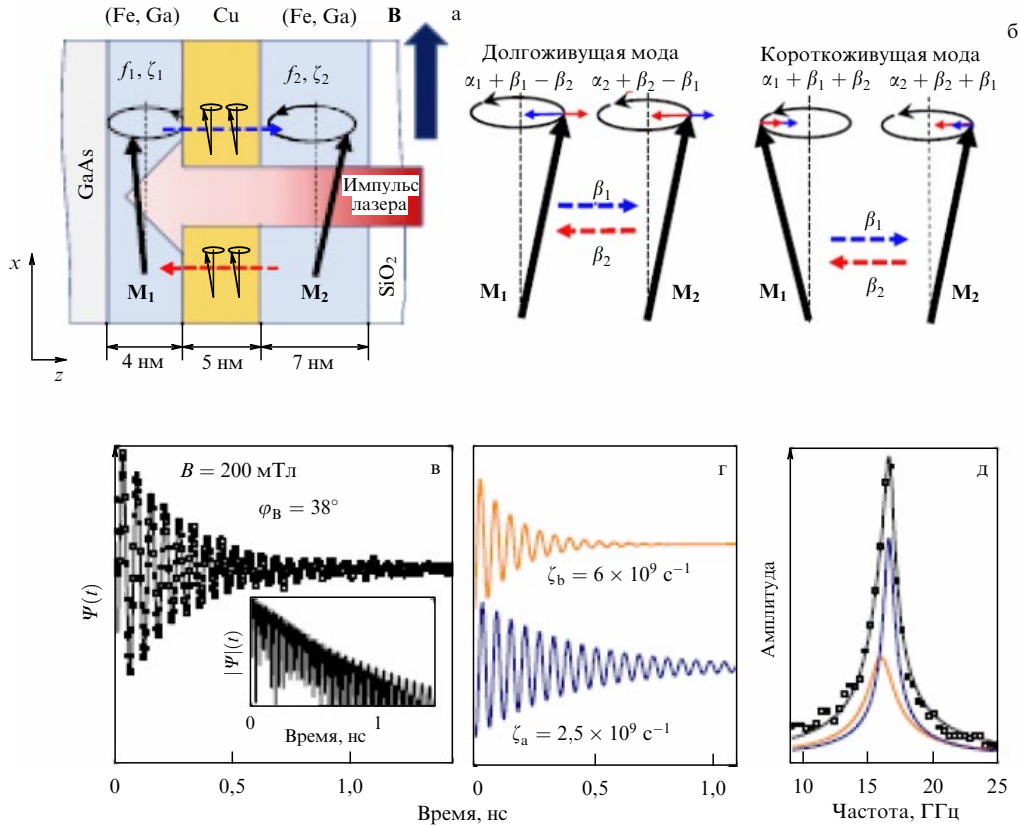


Рис. 19. Оптически-индуцированная спиновая накачка и формирование диссипативно-связанных мод в спиновом затворе FeGa/Cu/FeGa/GaAs(001) [204]. (а) Исследуемая структура. (б) Схематическое изображение прецессии намагниченностей отдельных слоёв в долго- и короткоживущих модах при диссипативной связи. (в) Временная зависимость полярного МО-эффекта Керра, измеренного в условиях, близком к резонансу между частотами прецессии в двух слоях (Fe, Ga). (г, д) Разложение сигнала, представленного на рис. в, на две составляющие с одной частотой, но разными затуханиями.

накачки, одна из мод с длительным временем жизни может рассматриваться как сфазированная прецессия двух намагниченностей, а другая, короткоживущая, мода — как прецессия двух намагниченностей в противофазе (рис. 19б). Коэффициент затухания первой моды соответствует собственному затуханию прецессии α изолированного магнитного поля. Для второй, быстрозатухающей, моды коэффициент затухания равен $\alpha + 2\beta$, где β — затухание, обусловленное генерацией спинового тока.

Диссипативная связь основана на том, что при условии совпадения частот прецессий взаимная спиновая накачка усиливает/ослабляет затухание прецессии $\alpha \pm \beta$, в зависимости от их относительных начальных фаз. Здесь $\pm\beta$ — добавка к гильбертову затуханию α , возникающая вследствие спиновой накачки. Такая связь выражается в формировании двух связанных вырожденных по частоте мод с разным затуханием (рис. 19б).

В работе [204] впервые были экспериментально продемонстрированы возбуждение и детектирование обеих связанных мод прецессии в эпитаксиальной структуре псевдоспинового затвора FeGa/Cu(5 nm)/FeGa на подложке GaAs(100) (рис. 19а). В такой структуре слои FeGa обладают разной анизотропией и зависимости частоты прецессии от направления внешнего поля в плоскости структуры различаются. Изменяя направление внешнего поля $\mathbf{H}_{\text{ext}}$, можно получить расстройку частот прецессии в двух слоях или обеспечить резонанс между ними. Прецессии, возбуждаемые в этих двух слоях δK -процес-

сом, характеризуются в общем случае разными амплитудами и начальными фазами ϕ_0 , соотношение между которыми зависит от направления внешнего магнитного поля. Ориентируя это поле определённым образом в плоскости плёнки, авторы [204] реализовали независимое возбуждение прецессии намагниченности в двух слоях FeGa/Cu(5 nm)/FeGa за счёт δK -процесса, причём вклад β от взаимной спиновой накачки в затухание прецессии был мал. Однако при ориентации $\mathbf{H}_{\text{ext}}$, соответствующей условию, близкому к резонансу между двумя прецессиями, динамика намагниченности (рис. 19в) представляла собой суперпозицию двух прецессирующих вкладов (рис. 19г, д) с большим и с малым временем жизни, которые и представляют собой две связанные моды, формирующиеся благодаря диссипативной связи, обеспечиваемой спиновой накачкой (рис. 19б). Следует заметить, что связанные спиновой накачкой намагниченности — это редкий пример экспериментальной системы, в которой реализуется чисто диссипативная связь двух осцилляторов.

6.3.3. Резонансная фононная накачка прецессии и генерация локализованного микроволнового магнитного поля. Одним из ярких проявлений $\delta\epsilon$ -процесса модуляции магнитной анизотропии являются резонансная накачка прецессии намагниченности локализованными монохроматическими фонами и основанная на этом механизме генерация переменного магнитного поля. При характерном размере ферромагнитной структуры 10–100 нм её

собственные фоновые (упругие) резонансы лежат в области частот от 10 до 100 ГГц. Под действием фемтосекундного лазерного импульса фононы этих частот возбуждаются в составе широкого когерентного волнового пакета, генерируемого сверхбыстрым разогревом кристаллической решётки. Упругие колебания нерезонансных частот быстро затухают или покидают ферромагнитную структуру, в то время как собственные колебания могут демонстрировать время жизни в несколько десятков или даже сотен наносекунд. При выполнении условия магнитоакустического резонанса, при котором частота локализованных фононов совпадает с частотой прецессии, возникает эффект фоновой накачки, которая поддерживает прецессию в течение всего времени жизни локализованных фононов. Этот эффект может использоваться для генерации высокочастотных переменных спиновых токов и магнитных полей с узкой спектральной полосой.

Для достижения высокой добротности собственных фоновых резонансов субтерагерцевых частот используются пространственно периодические структуры. В первой работе по резонансной фоновой накачке прецессии [205] ферромагнитный слой галфенола толщиной 60 нм был выращен на полупроводниковой сверхрешётке GaAs/AlAs. Сверхрешётка играла роль брэгговского зеркала для фононов с частотой около 20 ГГц, что соответствовало минимальному по частоте собственному резонансу ферромагнитной плёнки с выбранной толщиной. Открытая поверхность с противоположной стороны играла роль второго фоновой зеркала, формируя фоновый нанорезонатор Фабри–Перо с добротностью ~ 100 . Возбуждение структуры фемтосекундным лазерным импульсом приводило к генерации в ферромагнитном слое локализованных монохроматических упругих колебаний, которые в свою очередь индуцировали прецессию намагниченности благодаря модуляции магнито-кристаллической анизотропии. Амплитуда вынужденной прецессии достигала максимума при условии резонанса, когда контролируемая внешним магнитным полем частота свободной прецессии совпадала с частотой локализованной фоновой моды. При этом время жизни осцилляций намагниченности определялось добротностью фоновой резонанса.

Долгоживущие упругие колебания субтерагерцевых частот могут также возбуждаться в структурах с латеральной пространственной периодичностью. В работе [206] прецессия намагниченности поддерживалась поверхностными монохроматическими упругими колебаниями, возбуждёнными в одномерной ферромагнитной нанорешётке — параллельных канавках глубиной и шириной 40 нм с периодом следования 150 нм, изготовленных методом ионного травления на площади $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ в плёнке галфенола толщиной 100 нм. Частота поверхностной фоновой моды, локализованной в такой структуре, составляет 15 ГГц при времени жизни более 5 нс. На рисунке 20а, б показаны временная эволюция намагниченности и соответствующие фурье-спектры, полученные при возбуждении лазерным импульсом ферромагнитной плёнки за пределами нанорешётки (верхняя кривая) и в нанорешётке при трёх значениях внешнего магнитного поля (три нижние кривые). При условии резонанса ($B = 175 \text{ мТл}$) спектральная амплитуда прецессии достигает максимума. Важной особенностью такой структуры является генерация прецессирующей намагниченностью

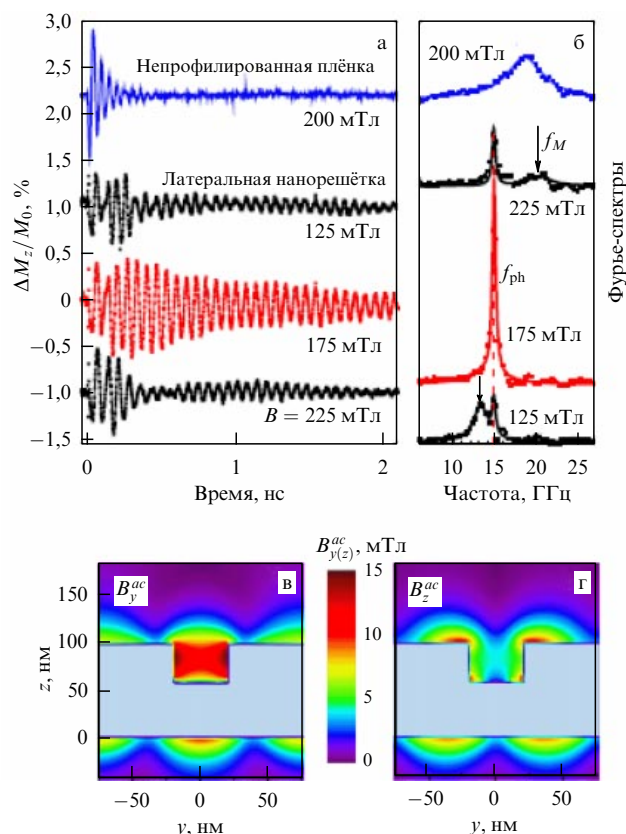


Рис. 20. (а) Лазерно-индуцированная прецессия намагниченности и (б) соответствующие фурье-спектры, полученные в непрофилированной плёнке галфенола (верхняя кривая) и в латеральной нанорешётке при трёх значениях внешнего магнитного поля (три нижние кривые). (в, г) Рассчитанное распределение двух проекций переменного магнитного поля, генерируемого прецессирующей намагниченностью в нанорешётке, в пределах одного пространственного периода [206].

микроволнового магнитного поля за пределами ферромагнитного слоя. Пространственное распределение двух компонент генерируемого переменного поля показано на рис. 20в, г. При индукции до 15 мТл переменное магнитное поле локализовано в области канавки $40 \times 40 \text{ нм}^2$. Такая комбинация большой амплитуды и нанометровой локализации может быть использована для управления одиночными спинами (например, NV-центрами в алмазах) или для резонансной магнитной томографии с нанометровым разрешением.

7. Заключение

В представленном обзоре рассмотрено несколько ярких и актуальных проблем спинтроники металлических, полупроводниковых и диэлектрических гетероструктур. В полупроводниковой спинтронике важным вопросом по сей день является управление спиновой поляризацией и создание полупроводниковых структур, которые обладают магнитным порядком. При этом свойства таких структур должны позволять интегрировать их в полупроводниковую электронику. Важнейшим достоинством таких структур должна стать возможность управления их магнитным порядком электрическим полем или током, что открывает перспективу создания "компьютера на одном чипе". Мы рассмотрели два подхода к решению этой проблемы, основанные либо на создании и

управлении свойствами разбавленных магнитных полупроводников, либо на разработке гибридных систем, состоящих из тонких ферромагнитных металлических плёнок и полупроводников и демонстрирующих эффект близости. Мы обсудили несколько механизмов возникновения эффектов близости в гибридных структурах, в том числе недавно обнаруженного дальнедействующего эффекта близости, основанного на возможности возбуждения эллиптически-поляризованных фононов в структуре полупроводник/ферромагнетик.

Специальным направлением в развитии полупроводниковой спинтроники, открывающим перспективы создания новых квантовых технологий, является когерентное управление одиночными спинами, прежде всего на центрах окраски в алмазе и карбиде кремния. Мы рассмотрели прогресс, достигнутый в этом направлении благодаря сверхчувствительным оптическим методам обнаружения, получения изображений с высоким разрешением и надёжного когерентного управления с использованием методов ядерного магнитного резонанса. Мы также обсудили подходы к масштабированию центров окраски с высокой точностью и реализации больших времён когерентности, что открывает новые возможности для так называемых гибридных квантовых процессоров, в которых центры окраски связаны с различными типами кубитов.

Переключение намагниченности отдельных ферромагнитных элементов импульсами электрического поля является базисным явлением в спинтронике на основе металлических материалов. Такое переключение перспективно для создания электронных устройств исключительно на основе металлических элементов, что даст преимущества с точки зрения миниатюризации и улучшения качества теплоотвода. Представлено теоретическое рассмотрение нескольких механизмов, позволяющих осуществить такое переключение. Во-первых, переключение ферромагнетика может быть достигнуто при инжекции в него спин-поляризованного тока. Кроме того, непрямым обменным взаимодействием между двумя ферромагнитными элементами можно управлять за счёт влияния неравновесности электронной функции распределения, причём в режиме кулоновской блокады это оказывается возможным без пропускания тока через систему. Принципиально новым подходом к управлению металлическими гетероструктурами с ферромагнитным упорядочением элементов может оказаться переключение посредством воздействия на структуру пикосекундных импульсов электрического тока, приводящего к импульсному нагреву системы. При этом возможность переключения достигается путём деликатного контроля соотношения между временами обменного межэлектронного рассеяния, спиновой релаксации и временем охлаждения электронной подсистемы.

Отдельный раздел обзора посвящён обсуждению одной из самых новых областей спинтроники — сверхбыстрому магнетизму. Мы обсудили прогресс, достигнутый в управлении намагниченностью магнитных структур фемтосекундными лазерными импульсами, уделив особое внимание явлению лазерно-индуцированной модуляции магнитной анизотропии, которое может наблюдаться в материалах с самой разной электронной и магнитной структурой и поэтому, по нашему мнению, открывает широкие возможности для применения в различных структурах, перспективных с точки зрения спин-

троники. В частности, мы рассмотрели возможность оптически возбуждать моды магнитной прецессии, генерировать высокочастотные локализованные магнитные поля и даже переключать намагниченность.

Благодарности. В.Ф.С. благодарит Н.С. Аверкиеву, И.В. Крайнову, Г.С. Дмитриеву и К.Н. Ploog за плодотворное сотрудничество по исследованию РМП. А.М.К., Р.В.П. и А.В.Щ. благодарят А.В. Kimel, А. Kirilyuk, Th. Rasing, А.М. Балбашова, J.A. de Jong, I. Razdolski, D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Stupakiewicz, A. Maziewsky, F. Atoneche, А.В. Akimov, А.В. Rushforth, T.L. Linnik, В.А. Glavin, S. Koukhtaruk, Л.А. Шелухина, А.С. Саласюка, В.Н. Каца, Н.Е. Хохлова, В.В. Павлова и П.А. Усачёва за плодотворное сотрудничество по исследованию лазерно-индуцированных сверхбыстрых явлений в магнитных средах. Авторы благодарят за финансовую поддержку Российский научный фонд (гранты №№ 18-12-00352 (Ю.Г.К. и В.Ф.С.) за исследования по влиянию деформации на намагниченность ферромагнитного полупроводника, 16-12-10485 (А.В.Щ.), 16-12-10456 (Р.В.П.)), Российский фонд фундаментальных исследований (гранты №№ 15-52-12017-ННИО-а (В.Ф.С.), 19-52-12034-ННИО-а (В.Л.К.), 15-52-12015-ННИО-а (А.М.К.), 16-02-00064-а (В.И.К.), 18-02-0082-а (А.М.К.)), Правительство РФ (грант № 14.Z50.31.0021 (М.Б., П.Г.Б.)) и DFG (проект TRR-160 ICRC (И.А.А., Д.Р.Я., М.Б.)).

Список литературы

1. Žutić I et al. *Rev. Mod. Phys.* **76** 323 (2004)
2. Кусраев Ю Г *УФН* **180** 759 (2010); Kusraev Yu G *Phys. Usp.* **53** 725 (2010)
3. Ивченко Е Л *УФН* **182** 869 (2012); Ivchenko E L *Phys. Usp.* **55** 809 (2012)
4. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
5. Binasch G et al. *Phys. Rev. B* **39** 4828(R) (1989)
6. Parkin S et al. *Proc. IEEE* **91** 661 (2003)
7. Apalkov D et al. *Proc. IEEE* **104** 1796 (2016)
8. Parkin S, Yang S-H *Nature Nanotechnol.* **10** 195 (2015)
9. Silva T, Rippard W J. *Magn. Magn. Mater.* **320** 1260 (2008)
10. Chumak A V et al. *Nature Phys.* **11** 453 (2015)
11. Никитов С А и др. *УФН* **185** 1099 (2015); Nikitov S A et al. *Phys. Usp.* **58** 1002 (2015)
12. Jungwirth T et al. *Nature Phys.* **14** 200 (2018)
13. Jungfleisch M B, Zhang W, Hoffmann A *Phys. Lett. A* **382** 865 (2018)
14. Пятаков А П, Звездин А К *УФН* **182** 593 (2012); Pyatakov A P, Zvezdin A K *Phys. Usp.* **55** 557 (2012)
15. Пятаков А П и др. *УФН* **185** 1077 (2015); Pyatakov A P et al. *Phys. Usp.* **58** 981 (2015)
16. Bauer G E W, Saitoh E, van Wees B J *Nature Mater.* **11** 391 (2012)
17. Kirilyuk A, Kimel A V, Rasing T *Rev. Mod. Phys.* **82** 2731 (2010)
18. Averyanov D V et al. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **7** 6146 (2015)
19. Furdyna J K *J. Appl. Phys.* **64** R29 (1988)
20. Story T et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 777 (1986)
21. Карлик И Я и др. *ФТТ* **24** 3550 (1982); Karlik I Ya et al. *Sov. Phys. Solid State* **24** 2022 (1982)
22. Мастеров В Ф и др. *ФТП* **17** 1259 (1983); Masterov V F et al. *Sov. Phys. Semicond.* **17** 796 (1983)
23. Schneider J et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 240 (1987)
24. Аверкиев Н С и др. *ФТТ* **30** 765 (1988); Averkiev N S et al. *Sov. Phys. Solid State* **30** 438 (1988)
25. Sapega V F, Ruf T, Cardona M *Solid State Commun.* **114** 573 (2000)
26. Sapega V F, Ruf T, Cardona M *Phys. Status Solidi B* **226** 339 (2001)
27. Munekata H et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1849 (1989)
28. Ohno H et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 2664 (1992)
29. Ohno H et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 363 (1996)
30. Hayashi T et al. *J. Cryst. Growth* **175**–**176** 1063 (1997)

31. Van Esch A et al. *Phys. Rev. B* **56** 13103 (1997)
32. Chen L et al. *Nano Lett.* **11** 2584 (2011)
33. Ohno Y et al. *Nature* **402** 790 (1999)
34. Chiba D et al. *Science* **301** 943 (2003)
35. Ciorga M et al. *New J. Phys.* **9** 351 (2007)
36. Ciorga M et al. *Phys. Rev. B* **79** 165321 (2009)
37. Stolichnov I et al. *Nature Mater.* **7** 464 (2008)
38. Korenev V L et al. *Nature Commun.* **3** 959 (2012)
39. Vila L et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 027204 (2007)
40. Endres B et al. *Nature Commun.* **4** 2068 (2013)
41. Gorchon J et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 026601 (2014)
42. Dietl T, Ohno H, Matsukura F *Phys. Rev. B* **63** 195205 (2001)
43. Dietl T et al. *Science* **287** 1019 (2000)
44. Jungwirth T et al. *Phys. Rev. B* **72** 165204 (2005)
45. Neumaier D et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 087203 (2009)
46. Hirakawa K et al. *Phys. Rev. B* **65** 193312 (2002)
47. Burch K S et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 087208 (2006)
48. Sapega V F et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 137401 (2005)
49. Ando K et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 067204 (2008)
50. Rokhinson L P et al. *Phys. Rev. B* **76** 161201(R) (2007)
51. Alberi K et al. *Phys. Rev. B* **78** 075201 (2008)
52. Ohya S, Takata K, Tanaka M *Nature Phys.* **7** 342 (2011)
53. Akai H *Phys. Rev. Lett.* **81** 3002 (1998)
54. Haiml M et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 1269 (1999)
55. Némec H et al. *J. Appl. Phys.* **90** 1303 (2001)
56. Sapega V F et al. *Phys. Rev. B* **73** 235208 (2006)
57. Liu X, Furdina J K *J. Phys. Condens. Matter* **18** R245 (2006)
58. Алексеев М А и др. *ФТП* **23** 761 (1989); Alekseev M A et al. *Sov. Phys. Semicond.* **23** 479 (1989)
59. Sapega V F et al. *Phys. Rev. B* **80** 041202(R) (2009)
60. Shen A et al. *J. Cryst. Growth.* **175–176** 1069 (1997)
61. Welp U et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 167206 (2003)
62. Sapega V F et al. *Solid State Commun.* **157** 34 (2013)
63. Krainov I V et al. *Phys. Rev. B* **93** 235202 (2016)
64. Kimel A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 237203 (2004)
65. Mitsumori Y et al. *Phys. Rev. B* **69** 033203 (2004)
66. Wang D M et al. *Phys. Rev. B* **75** 233308 (2007)
67. Rubinstein M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **250** 164 (2002)
68. Sinova J et al. *Phys. Rev. B* **69** 085209 (2004)
69. Bombeck M et al. *Phys. Rev. B* **85** 195324 (2012)
70. Krainov I V et al. *Phys. Rev. B* **92** 245201 (2015)
71. Jungwirth T et al. *Rev. Mod. Phys.* **78** 809 (2006)
72. Kittel C *Phys. Rev.* **115** 1587 (1959)
73. Захарченя Б П, Корнев В Л *УФН* **175** 629 (2005); Zakharchenya B P, Korenev V L *Phys. Usp.* **48** 603 (2005)
74. Корнев В Л *Письма в ЖЭТФ* **78** 1053 (2003); Korenev V L *JETP Lett.* **78** 564 (2003)
75. Джиоев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **60** 650 (1994); Dzhioev R I et al. *JETP Lett.* **60** 661 (1994)
76. Джиоев Р И, Захарченя Б П, Корнев В Л *ФТТ* **37** 3510 (1995); Dzhioev R I, Zakharchenya B P, Korenev V L *Phys. Solid State* **37** 1929 (1995)
77. Korenev V L *Solid State Commun.* **102** 13 (1997)
78. Korenev V L *Semicond. Sci. Technol.* **23** 114012 (2008)
79. Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D *Phys. Rev. B* **69** 161305(R) (2004)
80. Зайцев С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **90** 730 (2009); Zaitsev S V et al. *JETP Lett.* **90** 658 (2010)
81. Korenev V L et al. *Nature Phys.* **12** 85 (2016)
82. Панков М А и др. *ЖЭТФ* **136** 346 (2009); Pankov M A et al. *JETP* **109** 293 (2009)
83. Korenev V L et al. *Nature Commun.* **3** 959 (2012)
84. Akimov I A et al. *Phys. Rev. B* **96** 184412 (2017)
85. Ladd T D et al. *Nature* **464** 45 (2010)
86. Elzerman J M et al. *Nature* **430** 431 (2004)
87. Xiao M et al. *Nature* **430** 435 (2004)
88. Rugar D et al. *Nature* **430** 329 (2004)
89. Köhler J et al. *Nature* **363** 242 (1993)
90. Wrachtrup J et al. *Nature* **363** 244 (1993)
91. Gruber A et al. *Science* **276** 2012 (1997)
92. Баранов П Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **82** 494 (2005); Baranov P G et al. *JETP Lett.* **82** 441 (2005)
93. Баранов П Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 231 (2007); Baranov P G et al. *JETP Lett.* **86** 202 (2007)
94. Weber J R et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **107** 8513 (2010)
95. Baranov P G et al. *Phys. Rev. B* **83** 125203 (2011)
96. Riedel D et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 226402 (2012)
97. Kraus H et al. *Sci. Rep.* **4** 5303 (2014)
98. Kraus H et al. *Nature Phys.* **10** 157 (2014)
99. Simin D et al. *Phys. Rev. X* **6** 031014 (2016)
100. Widmann M et al. *Nature Mater.* **14** 164 (2015)
101. Christle D J et al. *Nature Mater.* **14** 160 (2015)
102. Baranov P G et al. *Magnetic Resonance of Semiconductors and Their Nanostructures: Basic and Advanced Applications* (Springer Series in Materials Science, Vol. 253) (Vienna: Springer, 2017)
103. Orrit M *J. Chem. Phys.* **117** 10938 (2002)
104. Santori C et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 247401 (2006)
105. Buckley B B et al. *Science* **330** 1212 (2010)
106. Togan E et al. *Nature* **466** 730 (2010)
107. Anisimov A N et al. *Sci. Rep.* **6** 33301 (2016)
108. Soltamov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 247602 (2015)
109. Anisimov A N et al. *Appl. Magn. Reson.* **49** 85 (2018)
110. Солтамов В А, Баранов П Г *УФН* **186** 678 (2016); Soltamov V A, Baranov P G *Phys. Usp.* **59** 605 (2016)
111. Mistry K et al., in *2007 IEEE Intern. Electron Devices Meeting, Washington, DC, 2007*, p. 247, <https://doi.org/10.1109/IEDM.2007.4418914>
112. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
113. Myers E B et al. *Science* **285** 867 (1999)
114. Theeuwen S J C H et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 3677 (1999)
115. Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
116. Waintal X et al. *Phys. Rev. B* **62** 12317 (2000)
117. Zhang S, Levy P M, Fert A *Phys. Rev. Lett.* **88** 236601 (2002)
118. Stiles M D, Zangwill A *Phys. Rev. B* **66** 014407 (2002)
119. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **247** 324 (2002)
120. Barnaś J et al. *Phys. Rev. B* **72** 024426 (2005)
121. Tserkovnyak Y, Brataas A, Bauer E W *Phys. Rev. Lett.* **88** 117601 (2002)
122. Tserkovnyak Y, Brataas A, Bauer E W *Phys. Rev. B* **66** 224403 (2002)
123. Tserkovnyak Y, Brataas A, Bauer E W *Phys. Rev. B* **67** 140404(R) (2003)
124. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Эпштейн Э М *УФН* **178** 433 (2008); Gulyaev Yu V, Zilberman P E, Epshtein E M *Phys. Usp.* **51** 409 (2008)
125. Звездин А К, Звездин К А, Хвальковский А В *УФН* **178** 436 (2008); Zvezdin A K, Zvezdin K A, Khvalkovskii A V *Phys. Usp.* **51** 412 (2008)
126. Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
127. Kozub V I, Caro J *Phys. Rev. B* **76** 224425 (2007)
128. Gantsevich S V et al. *Phys. Status Solidi B* **75** 407 (1976)
129. Schwabe N F, Elliott R J, Wingreen N S *Phys. Rev. B* **54** 12953 (1996)
130. You C-Y, Bader S D J. *Magn. Magn. Mater.* **195** 488 (1999)
131. Heide C, Elliott R J, Wingreen N S *Phys. Rev. B* **59** 4287 (1999)
132. Heide C, Elliott R J *Europhys. Lett.* **50** 271 (2000)
133. Kozub V I, Vinokur V *Appl. Phys. Lett.* **87** 062507 (2005)
134. Kittel Ch *Quantum Theory of Solids* (New York: Wiley, 1963)
135. Kulik I O, Shekhter R I, Omelyanchouk A N *Solid State Commun.* **23** 301 (1977)
136. Baltensperger W, Helman J S *Appl. Phys. Lett.* **57** 2954 (1990)
137. Kozub V I, Galperin Y M, Vinokur V M *J. Magn. Magn. Mater.* **465** 304 (2018)
138. Stanciu C D et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 047601 (2007)
139. Vahaplar K et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 117201 (2009)
140. Ostler T A et al. *Nature Commun.* **3** 666 (2012)
141. Khorsand A R et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 127205 (2012)
142. Radu I et al. *Nature* **472** 205 (2011)
143. Kalashnikova A M, Kozub V I *Phys. Rev. B* **93** 054424 (2016)
144. Yang Y et al. *Sci. Adv.* **3** e1603117 (2017)
145. Beaurepaire E et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4250 (1996)
146. Калашникова А М, Кимель А В, Писарев Р В *УФН* **185** 1064 (2015); Kalashnikova A M, Kimel A V, Pisarev R V *Phys. Usp.* **58** 969 (2015)
147. Bossini D et al. *ACS Photon.* **3** 1385 (2016)

148. Carva K, Baláz P, Radu I, in *Handbook of Magnetic Materials* Vol. 26 (Ed. E Brück) Vol. 26 (Amsterdam: Elsevier, 2017) p. 291
149. Linnik T L et al. *Phys. Scripta* **92** 054006 (2017)
150. Němec P et al. *Nature Phys.* **14** 229 (2018)
151. Gerrits Th et al. *Nature* **418** 509 (2002)
152. Vogel M et al. *Nature Phys.* **11** 487 (2015)
153. Acremann Y et al. *Science* **290** 492 (2000)
154. Carpena E et al. *Phys. Rev. B* **81** 060415(R) (2010)
155. Carpena E et al. *J. Appl. Phys.* **108** 063919 (2010)
156. Tesařová N et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 102403 (2012)
157. van Kampen M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 227201 (2002)
158. Koopmans B et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 844 (2000)
159. Koopmans B et al. *Nature Mater.* **9** 259 (2010)
160. Mendil J et al. *Sci. Rep.* **4** 3980 (2014)
161. Каганов М И и др. *ЖЭТФ* **31** 232 (1957); Kaganov M I et al. *Sov. Phys. JETP* **4** 173 (1957)
162. Zener C *Phys. Rev.* **96** 1335 (1954)
163. Becker J et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 152412 (2014)
164. Kimel A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 287401 (2002)
165. Shelukhin L A et al. *Phys. Rev. B* **97** 014422 (2018)
166. Kimel A V et al. *Nature* **435** 655 (2005)
167. Hashimoto Y, Kobayashi S, Munekata H *Phys. Rev. Lett.* **100** 067202 (2008)
168. Matsuda T, Munekata H *Phys. Rev. B* **93** 075202 (2016)
169. Qi J et al. *Phys. Rev. B* **79** 085304 (2009)
170. Белов К П и др. *УФН* **119** 447 (1976); Belov K P et al. *Sov. Phys. Usp.* **19** 574 (1976)
171. Kimel A V et al. *Nature* **429** 850 (2004)
172. Kimel A V et al. *Phys. Rev. B* **74** 060403(R) (2006)
173. de Jong J A et al. *Phys. Rev. B* **84** 104421 (2011)
174. de Jong J A et al. *J. Phys. Condens. Matter* **29** 164004 (2017)
175. Scherbakov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 117204 (2010)
176. Thomsen C et al. *Phys. Rev. B* **34** 4129 (1986)
177. Kim J-W, Vomir M, Bigot J-Y *Phys. Rev. Lett.* **109** 166601 (2012)
178. Deb M et al. *Phys. Rev. B* **98** 174407 (2018)
179. Afanasiev D et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 147403 (2014)
180. Janušonis J et al. *Sci. Rep.* **6** 29143 (2016)
181. Kats V N et al. *Phys. Rev. B* **93** 214422 (2016)
182. Reid A H et al. *Nature Commun.* **9** 388 (2018)
183. Young E S K et al. *Phys. Rev. B* **86** 155207 (2012)
184. Коваленко В Ф, Нараев Э Л *УФН* **148** 561 (1986); Kovalenko V F, Nagaev E L *Sov. Phys. Usp.* **29** 297 (1986)
185. Stupakiewicz A et al. *Phys. Rev. B* **64** 064405 (2001)
186. Hansteen F et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 047402 (2005)
187. Le J-L, Bazant Z P, Bazant M Z *J. Phys. D* **42** 105003 (2009)
188. Atoneche F et al. *Phys. Rev. B* **81** 214440 (2010)
189. Stupakiewicz A et al. *Nature Commun.* **10** 612 (2019)
190. Stupakiewicz A et al. *Nature* **542** 71 (2017)
191. Kimel A V et al. *Nature Phys.* **5** 727 (2009)
192. de Jong J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 157601 (2012)
193. Le Guyader L et al. *Phys. Rev. B* **87** 054437 (2013)
194. Afanasiev D et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 097401 (2016)
195. Kalashnikova A M et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 167205 (2007)
196. Afanasiev D, Zvezdin A K, Kimel A V *Opt. Express* **23** 23978 (2015)
197. Satoh T et al. *Nature Photon.* **6** 662 (2012)
198. Au Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 097201 (2013)
199. Kamimaki A et al. *Phys. Rev. B* **96** 014438 (2017)
200. Yun S-J, Cho C-G, Choe S-B *Appl. Phys. Exp.* **8** 063009 (2015)
201. Hashimoto Y et al. *Nature Commun.* **8** 15859 (2017)
202. Hashimoto Y et al. *Phys. Rev. B* **97** 140404(R) (2018)
203. Tserkovnyak Y et al. *Rev. Mod. Phys.* **77** 1375 (2005)
204. Danilov A P et al. *Phys. Rev. B* **98** 060406(R) (2018)
205. Jäger J V et al. *Phys. Rev. B* **92** 020404(R) (2015)
206. Salasyuk A S et al. *Phys. Rev. B* **97** 060404(R) (2018)

Spintronics of semiconductor, metallic, dielectric, and hybrid structures (100th anniversary of the Ioffe Institute)

P.G. Baranov^(1,*), A.M. Kalashnikova^(1,*), V.I. Kozub⁽¹⁾, V.L. Korenev⁽¹⁾, Yu.G. Kusrayev⁽¹⁾,
R.V. Pisarev⁽¹⁾, V.F. Sapega⁽¹⁾, I.A. Akimov^(1,2), M. Bayer^(1,2), A.V. Scherbakov^(1,2), D.R. Yakovlev^(1,2)

⁽¹⁾ Ioffe Institute, ul. Politekhicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation

⁽²⁾ Experimental Physics II, TU Dortmund, Otto-Hahn str. 4, D-44227 Dortmund, Germany

E-mail: * kalashnikova@mail.ioffe.ru

Demands for miniaturization, increase in operation speed, and energy efficiency of electronic devices have led to the emergence and rapid development of spin electronics, or spintronics. We review several areas in experimental and theoretical studies that have noticeable contributions from Ioffe Institute researchers. We also discuss the progress in developing semiconductor and hybrid structures that exhibit specified magnetic properties, development of methods for manipulating individual spins, theoretical description of switching of metallic heterostructures magnetization by an electric field, and ultrafast control of magnetization by means of manipulating the magnetic anisotropy by femtosecond laser pulses.

Keywords: spin polarization, spin transport, ferromagnetic proximity effect, optically detected magnetic resonance, laser-induced ultrafast magnetization dynamics, single spins, spin reorientation transitions, magnetic anisotropy, diluted magnetic semiconductors, ferromagnets, ferrimagnets

PACS numbers: 75.30.Kz, 75.50.Bb, 75.50.Gg, **75.76.+j**, 75.78.Jp, 76.70.Hb, 78.30.Fs, 78.55.Et, **85.75.-d**

Bibliography — 206 references

Received 7 September 2018, revised 19 September 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (8) 849–880 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (8) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038486>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.11.038486>