

03

Методы управления спиновой инжекцией в спиновых светоизлучающих диодах InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt

© М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейщев,
А.В. Кудрин, А.В. Рыков, Ю.М. Кузнецов

Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия
E-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

Исследована спиновая инжекция в спиновых светоизлучающих диодах (ССИД) CoPt/Al₂O₃/(Al)GaAs. Обнаружены осцилляции степени циркулярной поляризации при варьировании расстояния между активной областью ССИД и CoPt ферромагнитным инжектором. Осцилляции не зависят от материала ССИД (GaAs или AlGaAs), а также от типа инжектированных спин-поляризованных носителей (электроны или дырки), и связываются с действием перпендикулярного магнитного поля на инжектированные спин-поляризованные носители, которое обуславливает их прецессию. В процессе переноса к активной области на расстоянии 50–100 nm от инжектора z -компонента спина меняет фазу, в эксперименте это регистрируется как изменение знака степени циркулярной поляризации электролюминесценции. Предположительно, источником внутреннего магнитного поля, приводящего к спиновой прецессии, является магнитное поле неоднородно намагниченного контакта CoPt.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания — проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты № 15-02-07824_a, 16-07-01102_a и 17-37-80008_мол_эв_a), стипендии (конкурс СП-2015) и гранта (МК-8221.2016.2) президента Российской Федерации.

DOI: 10.21883/FTT.2017.11.45050.13k

1. Введение

Создание неравновесной спиновой поляризации носителей заряда в полупроводниковых структурах является одним из основополагающих принципов полупроводниковой спинтроники [1–3]. В течение последних 20 лет наблюдается ощутимый прогресс в решении этой задачи. Помимо давно известных принципов оптической ориентации спинов [4], значительный успех был достигнут в области электрической инжекции ориентированных по спину носителей из намагниченного ферромагнитного слоя в полупроводниковую структуру [1–3,5]. В настоящей работе рассматриваются полупроводниковые светоизлучающие диоды (СИД), реализующие подобный принцип спиновой инжекции: гетероструктуры InGaAs/GaAs с контактом, выполненным в виде ферромагнитного слоя CoPt. В указанных структурах осуществляется инжекция спин-поляризованных носителей из намагниченного CoPt электрода, а рекомбинация инжектированных спин-поляризованных носителей в активной области СИД сопровождается испусканием частично циркулярно-поляризованного света. При этом, степень циркулярной поляризации является мерой эффективности инжекции спин-поляризованных носителей (спиновой инжекции) [1–3]. Особенностью рассматриваемых структур является зависимость степени циркулярной поляризации не только от эффективности спиновой инжекции, но и от комплекса физических явлений, протекающих при переносе спин-поляризованных носителей от ферромагнитного инжектора к активной области ССИД. Например, явление спиновой релаксации [4]

приводит к уменьшению степени спиновой поляризации носителей заряда, инжектированных в квантовую яму и, таким образом, к снижению степени циркулярной поляризации [3].

Для изучения указанных физических явлений была сформирована серия структур, в которой варьировалось расстояние между активной областью (квантовой ямой) и ферромагнитным CoPt инжектором (толщина спейсерного слоя). Исследование зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции (ЭЛ) от толщины спейсерного слоя позволяет сделать выводы о процессах, протекающих при переносе носителей к активной области. В результате исследования было получено, что указанная зависимость является немонотонной, причем изменяется знак степени циркулярной поляризации. Последнее не может быть связано со спиновой релаксацией и объясняется эффектами прецессии спин-поляризованных носителей в магнитном поле намагниченного ферромагнитного контакта.

2. Методика эксперимента

Светоизлучающие структуры были сформированы на подложках n -GaAs (100) или p -GaAs (100) методом газовой эпитаксии и представляли собой эпитаксиальные слои с квантовыми ямами (КЯ) GaAs/In _{x} Ga_{1- x} As или Al _{y} Ga_{1- y} As/GaAs/In _{x} Ga_{1- x} As ($x = 0.18–0.22$, толщина КЯ InGaAs 10 nm, $y = 0.22$). Квантовые ямы зарастивались покровным слоем GaAs (в первом случае) или AlGaAs/GaAs (во втором), толщина которого варьировалась в пределах 5–200 nm для GaAs и 20–80 nm для

Параметры образцов для исследований

№ серии	Количество образцов	Подложка	Вид активной области	Покровный слой (толщина)
A1-6	6	<i>n</i> -GaAs	GaAs/InGaAs	GaAs (5–100 nm)
A2-6	6	<i>p</i> -GaAs	GaAs/InGaAs	GaAs (15–200 nm)
A3	1	<i>n</i> -GaAs	GaAs/InGaAs/30 nm GaAs/InGaAs/30 nm GaAs/InGaAs	GaAs (30 nm)
B1-2	3	<i>n</i> -GaAs	AlGaAs/GaAs/InGaAs/GaAs	AlGaAs (70 и 10 nm)/GaAs (10 nm)
B1*				AlGaAs (~ 40 nm)

Примечание. * образец B1' представляет собой образец B1 с удаленной химическим травлением частью покровного слоя (~ 40 nm).

AlGaAs. Для получения диода с толщиной покровного слоя (d_C) AlGaAs 40 nm использовалась структура с $d_C = 80$ nm, в которой часть покровного слоя (~ 40 nm) удалялась химическим травлением. Также была сформирована структура, содержащая 3 квантовые ямы GaAs/In_xGa_{1-x}As, отличающиеся содержанием In. Расстояние между квантовыми ямами в этом случае составляло 30 nm, толщина спейсерного слоя — 30 nm. Схемы структур для исследования представлены на рис. 1, данные образцов для исследований приведены в таблице.

На поверхность структур методом электронно-лучевого послойного осаждения наносились тонкий слой диэлектрика Al₂O₃ и контакт Шоттки на основе сплава Co₄₅Pt₅₅ [6]. Для формирования сплава Co₄₅Pt₅₅ поочередно наносились слои Pt толщиной 0.5 nm и слои Co толщиной 0.3 nm, температура нанесения варьировалась в пределах 200–400°C, общая толщина пленки составляла ~ 8 nm. Ферромагнитные свойства контактов Co₄₅Pt₅₅ подтверждены ранее данными измерения намагниченности пленок [6]. Туннельно-тонкий слой Al₂O₃ служил диффузионным барьером для атомов Co [7], а также выполнял функцию повышения поверхностного сопротивления контакта, что является необходимым условием для спиновой инжекции [1–3]. К обратной стороне структур формировался базовый омический контакт путем искрового вжигания Sn (для *n*-GaAs) или In (для *p*-GaAs) фольги. Операция формирования спиновых светоизлучающих диодов завершалась процессами травления меза-структур диаметром ~ 500 μm.

На сформированных ССИД были исследованы магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности структур. Для возбуждения ЭЛ излучения на образцы подавалось прямое электрическое смещение, электролюминесценция регистрировалась со стороны подложки. Использование такой геометрии позволяет избежать ошибок, связанных с поляризацией света при прохождении через ферромагнитный электрод (магнитный круговой дихроизм [1–3]). Значение степени циркулярной поляризации рассчитывалось по формуле

$$P_{EL} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I_{EL}}, \quad (1)$$

где P_{EL} — степень циркулярной поляризации ЭЛ, $I_{EL} = I(\sigma^+) + I(\sigma^-)$ — интенсивность электролюминес-

ценции; $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ величины, соответствующие интенсивностям ЭЛ, записанным в σ^+ и σ^- поляризациях соответственно. Интенсивности получены интегрированием участка спектра, соответствующего излучательным переходам в InGaAs квантовой яме.

3. Экспериментальные результаты

Ранее нами было продемонстрировано, что описанные в таблице диоды, в режиме прямого смещения и при введении во внешнее магнитное поле испускают циркулярно-поляризованный свет [6]. Типичный вид магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации ЭЛ представлен на рис. 2. Показанные зависимости описывают замкнутую петлю гистерезиса и подобны магнитополевой зависимости намагниченности слоев CoPt. Сопоставление циркулярной поляризации с немагнитными контрольными структурами, выполненное ранее в [7], позволяет связать наблюдаемую в эксперименте зависимость $P_{EL}(B)$ с инжекцией спин-поляризованных носителей заряда. Для структур, сформированных на подложке *p*-GaAs, в режиме прямого смещения инжектируются спин-поляризованные электроны (отрицательный потенциал на CoPt контакте, положительный — на базовом контакте). Для структур, сформированных на *n*-GaAs, инжектируются спин-поляризованные дырки (на CoPt подается положительный относительно базы потенциал). На рис. 3 представлены зависимости степени циркулярной поляризации в насыщении (P_{EL}^S) от толщины покровного слоя для серии структур A1-6 и A2-6 (см. таблицу), сформированных на подложках *n*-GaAs и *p*-GaAs соответственно. Для всех структур зависимость является немонотонной и в диапазоне толщин $50 - 100 \text{ nm} \leq d_C \leq 100 - 140 \text{ nm}$ меняет знак на обратный. Отметим, что положение минимума P_{EL}^S отличается для структур с инжекцией спин-поляризованных дырок и электронов (сформированных на подложках *n*-GaAs и *p*-GaAs — рис. 3, кривые 1 и 2 соответственно).

Обсудим подробнее изменение знака степени циркулярной поляризации, представленное на рис. 3. На рис. 2 представлены магнитополевые зависимости P_{EL} для структур, отличающихся толщиной покровного слоя GaAs (15 nm для рис. 1,а и 100 nm для рис. 1,б).

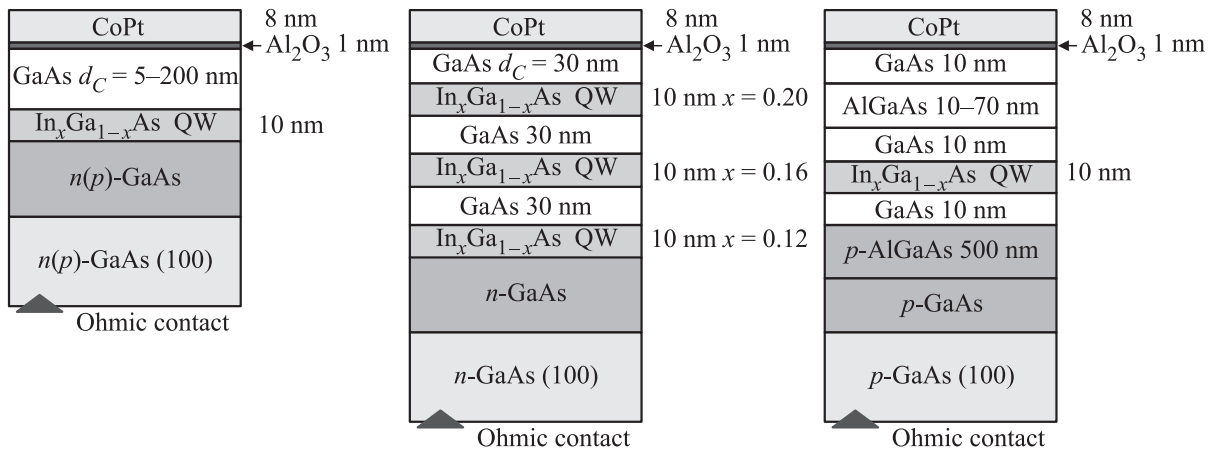


Рис. 1. Схемы исследованных диодов: слева — диод с одной квантовой ямой GaAs/InGaAs, по центру — диод с тремя квантовыми ямами GaAs/InGaAs, справа — диод с квантовой ямой AlGaAs/GaAs/InGaAs.

Видно, что в первом случае (рис. 1, *a*) с увеличением магнитного поля величина P_{EL} увеличивается, что соответствует случаю, когда интенсивность левополяризо-

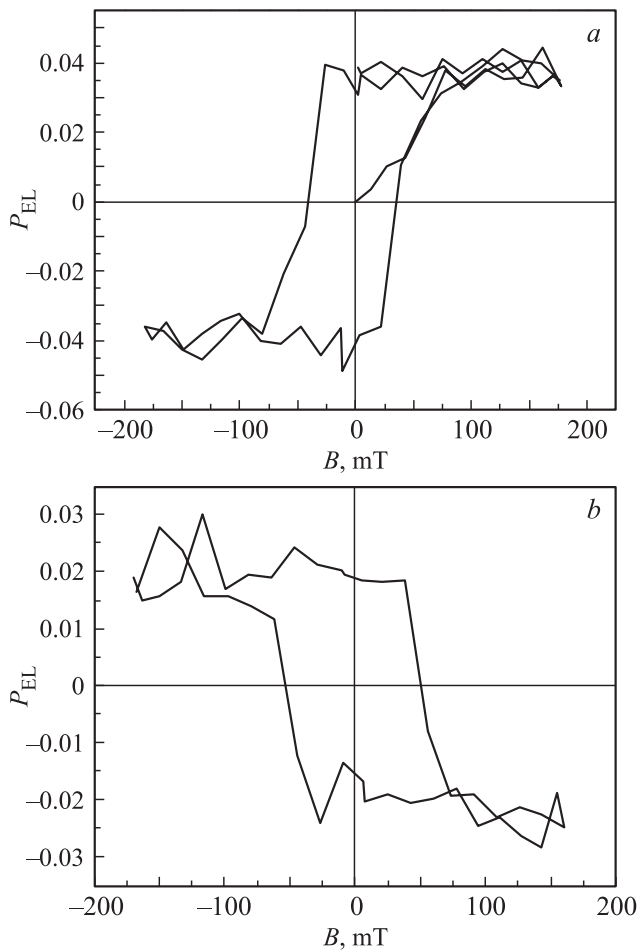


Рис. 2. Магнитополевые зависимости P_{EL} для диода на основе структуры A2-6 (с различной толщиной покровного слоя) с контактом $Co_{0.45}Pt_{0.55}$ (*a*) — $d_C = 15$ nm; *b* — $d_C = 100$ nm. Температура измерений — 10 K.

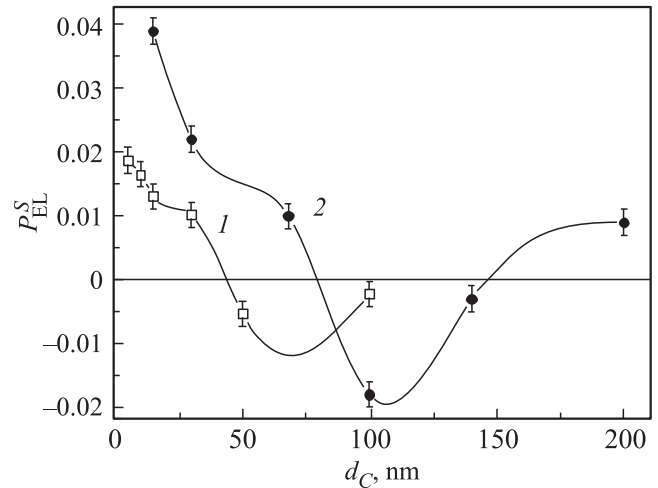


Рис. 3. Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ в насыщении от толщины покровного слоя для диодов с контактом $Co_{0.45}Pt_{0.55}$, отличающихся параметрами структур: кривая 1 — серия A1-6, на подложке n -GaAs; кривая 2 — серия A2-6 на подложке p -GaAs. Температура измерений — 10 K, магнитное поле — 50 mT.

ванной компоненты выше интенсивности правополяризованной компоненты $I(\sigma^+) > I(\sigma^-)$. Для структуры с $d_s = 100$ nm величина P_{EL} с ростом магнитного поля уменьшается, т.е. $I(\sigma^-) > I(\sigma^+)$.

Наглядной иллюстрацией изменения знака P_{EL} служат спектры поляризации образца на основе структуры A3, содержащего три квантовые ямы на различных расстояниях от поверхности, записанные при введении диода в магнитное поле 100 mT в σ^+ (кривая 1) и σ^- (кривая 2) — поляризациях (рис. 4). На спектрах наблюдается три пика при энергиях 1.35; 1.388 и 1.423 eV, соответствующие излучательным переходам в КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As$, $In_{0.16}Ga_{0.84}As$ и $In_{0.12}Ga_{0.88}As$. Видно, что для ближайшей к поверхности КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ ($d_C = 30$ nm), а также для квантовой

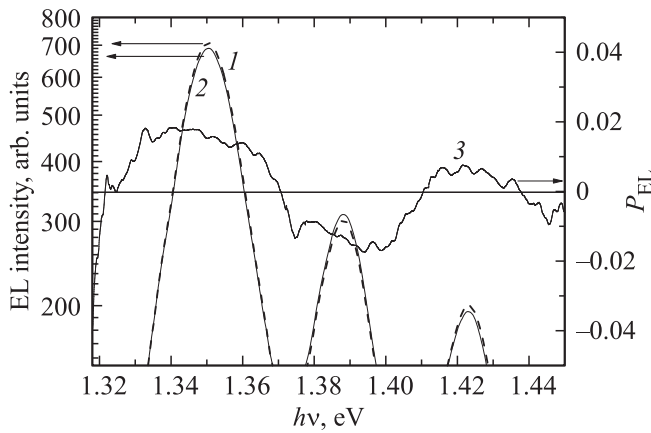


Рис. 4. Спектры электролюминесценции структуры A3 с контактом CoPt, измеренные при температуре 10 K и токе диода 50 mA в σ^+ (кривая 1) и σ^- (кривая 2) поляризациях. Кривая 3 соответствует спектру степени циркулярной поляризации ЭЛ, рассчитанной по формуле (1) для той же структуры.

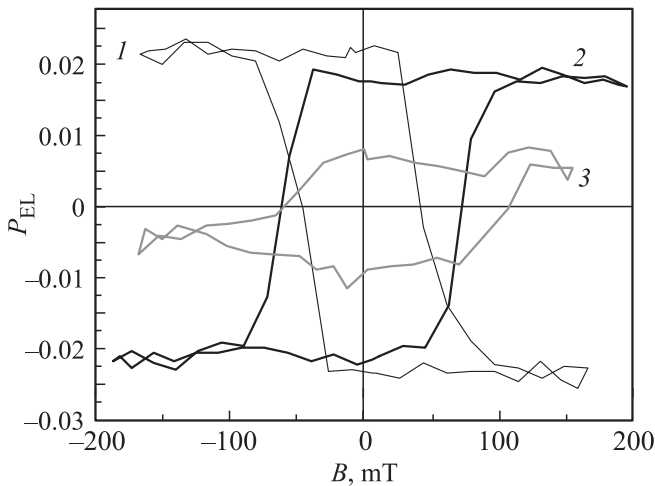


Рис. 5. Магнитооптические зависимости P_{EL} для диода на основе структуры с квантовой ямой AlGaAs/GaAs/InGaAs с различной толщиной покровного слоя: B1 (80 nm — кривая 1), B2 (20 nm — кривая 2) и B1' (~40 nm — кривая 3) с контактом $Co_{0.45}Pt_{0.55}$. Температура измерений — 10 K.

ямы $In_{0.12}Ga_{0.88}As$, расположенной на расстоянии 110 nm от поверхности интенсивность σ^+ -поляризованного пика выше интенсивности σ^- -поляризованного пика. Для квантовой ямы $In_{0.16}Ga_{0.84}As$ ($d_s = 70$ nm) интенсивность σ^- -поляризованного пика выше интенсивности σ^+ -поляризованного пика (поляризация имеет обратный знак). Расстояние 70 nm от контакта CoPt соответствует значению d_C , для которого зарегистрирован обратный знак циркулярной поляризации (рис. 3). На рис. 4 (кривая 3) построены спектры циркулярной поляризации, на которых наблюдается смена знака. Можно утверждать, что знак циркулярной поляризации в исследованных структурах определяется расстоянием до слоя CoPt.

Другим подтверждением влияния толщины спейсерного слоя на знак степени циркулярной поляризации являются измерения структур B1, B2 и B1' (см. таблицу). На рис. 5 (кривая 1) показана магнитоопловая зависимость степени циркулярной поляризации диода на основе структуры B1. Поскольку общая толщина спейсерного слоя в данном образце составила 80 nm, значение P_{EL} отрицательное, что согласуется с результатами для серии структур A1-6 (рис. 3). Кривая 2 соответствует диоду на основе структуры B2 с толщиной покровного слоя 20 nm, который демонстрирует положительный знак P_{EL} , что также соответствует полученным ранее данным. На кривой 3 рис. 5 представлена зависимость $P_{EL}(B)$ диода на основе структуры B1, в которой часть спейсерного слоя была химически удалена (B1' в таблице). При этом общая толщина покровного слоя в такой структуре составила ~40 nm. Видно, что знак степени циркулярной поляризации положительный, а величина степени поляризации насыщения ниже, чем для структуры B2. Подчеркнем, что структуры B1 и B1' полностью одинаковые. Единственным различием между ними является удаление части спейсерного слоя в структуре B1' (т.е. уменьшение общей толщины d_C). Таким образом, можно утверждать, что эффект изменения знака P_{EL} не зависит от типа легирования и материала покровного слоя (GaAs или AlGaAs). Единственным параметром, определяющим знак степени циркулярной поляризации в исследованных структурах, является толщина спейсерного слоя.

Перейдем к обсуждению полученных зависимостей степени циркулярной поляризации исследованных светоизлучающих диодов от толщины спейсерного слоя между CoPt и квантовой ямой (рис. 3). Отметим, что ранее [6–8] было показано, что наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация связана с инжекцией спин-поляризованных носителей из ферромагнитного CoPt контакта. Рекомбинация с участием спин-поляризованных носителей приводит к возникновению циркулярно-поляризованной люминесценции. Изменение знака в указанных системах может быть обусловлено:

- а) изменением знака спиновой поляризации носителей, инжектированных из CoPt;
- б) оптическими эффектами, связанными со взаимодействием света с ферромагнитным слоем CoPt.

Взаимодействие электромагнитного излучения с ферромагнитным слоем проявляется в частичной круговой поляризации ЭЛ при прохождении и отражении от слоя CoPt [8]. Данный эффект существенен при измерении степени поляризации излучения, прошедшего с лицевой стороны образца через ФМ контакт. При измерении ЭЛ со стороны подложки (в нашем случае), регистрируется часть излучения, не взаимодействующая с ФМ слоем, и часть излучения, отраженная от CoPt контакта. Поляризация последнего, впрочем, пренебрежимо мала, так как в противном случае затруднительно объяснить сильную зависимость P_{EL} от толщины спейсерного слоя

на расстояниях 100 nm (рис. 4). Указанное расстояние на несколько порядков меньше диаметра контакта, варьирование d_C в пределах $10\text{--}100 \text{ nm}$ не приводит к существенным изменениям геометрии отраженного пучка, а, следовательно, значение P_{EL} , связанное с отражением, должно приблизительно совпадать для всех d_C . Следовательно, регистрируемое в эксперименте изменение знака P_{EL} может быть связано только с изменением на противоположный знака спиновой поляризации носителей, участвующих в рекомбинации.

Анализ литературы позволяет предположить действие двух механизмов, которые могут приводить к изменению знака спиновой поляризации носителей:

1) взаимодействие носителей заряда с ферромагнитным слоем [9,10];

2) прецессия спин-поляризованных носителей в магнитном поле, направленном вдоль поверхности [11,12].

Первый из перечисленных механизмов представляется малоэффективным в силу больших значений расстояния между ФМ слоем и активной областью. Характерные расстояния, на которых обменное взаимодействие носителей в полупроводнике с ферромагнитным слоем приводит к спиновой поляризации, составляют, согласно [9,10], $2\text{--}10 \text{ nm}$. Наибольшая толщина спейсерного слоя в текущем эксперименте составила 200 nm (см. таблицу), т. е. в 20 раз больше, чем максимальное значение, рассмотренное в [9].

Изменение знака степени циркулярной поляризации фотолюминесценции по мере переноса носителей по полупроводниковой структуре показано в [11,12]. В цитированных работах изучалась прецессия спин-поляризованных носителей в поперечном магнитном поле \mathbf{H} (эффект Ханле). Спиновая поляризация генерировалась при накачке циркулярно-поляризованным светом варизонной структуры $\text{Al}(\text{Ga})\text{As}$. Внешнее магнитное поле приводило к спиновой прецессии относительно первоначальной ориентации (в направлении распространения возбуждающего излучения). Изменение спиновой поляризации в результате прецессии регистрировалось по степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения. Использование варизонной структуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (где содержание Al — это функция координаты z $x = f(z)$, направление z перпендикулярно поверхности структуры) позволило разделить по энергии рекомбинационные переходы, протекающие в различных областях полупроводника. Таким образом, была зарегистрирована осциллирующая (со сменой знака) зависимость степени поляризации фотолюминесценции от энергии, что объяснялось зависимостью значения среднего угла поворота спина от расстояния, которое носители проходят от области генерации до точки рекомбинации ($\varphi = \Omega_L t = \Omega_L \cdot z / v_d = \mu_b g H z / v_d \hbar$, здесь v_d — дрейфовая скорость, z — координата, φ — угол поворота спина относительно направления z) [11,12].

Аналогично [11,12], в исследованных структурах зарегистрировано изменение знака циркулярной поляризации электролюминесценции по мере распространения

носителей от точки генерации вглубь структуры. В силу подобия полученных в настоящей работе экспериментальных результатов и результатов работы [11,12], можно связать изменение знака P_{EL} в структурах с контактом CoPt с действием некоего магнитного поля \mathbf{H}_{ef} , имеющего компоненту, перпендикулярную нормали структур. Следует исключить из рассмотрения внешнее магнитное поле, которое может появляться, например, вследствие неперпендикулярной ориентации образцов, так как значение P_{EL} в насыщении слабо зависит от внешнего поля. Следовательно, \mathbf{H}_{ef} является внутренним магнитным полем, которое генерируется в диодах с использованными параметрами. При измерениях в геометрии Фарадея электрическое и магнитное поле сонаправлены, поэтому следует исключить из рассмотрения эффекты Рашбы и Дрессельхауза [13] как возможный источник такого поля. Наиболее вероятным механизмом генерации внутреннего магнитного поля в приповерхностной области структур является магнитное поле, создаваемое намагниченным ферромагнитным слоем CoPt .

Однако известно, что магнитное поле однородно-намагниченного тонкого контакта пренебрежимо мало во всех областях за исключением краев контакта [14]. Иными словами, однородно намагниченный контакт не может оказывать влияние на прецессию носителей. Прецессию спинов может обуславливать лишь внутреннее магнитное поле контакта, имеющего неоднородности намагниченности.

Рассмотрим намагниченный контакт, имеющий сравнительно небольшие области, в которых значение вектора \mathbf{M} отличается от значений для основной части контакта (такая картина, например, соответствует остаточной намагниченности). Пространственное распределение магнитного поля в такой структуре сильно зависит от размеров, формы и намагниченности этих областей, а в каждой точке пространства величина компоненты поля, перпендикулярной оси z , отличается. Для качественного рассмотрения эффекта спиновой прецессии достаточно квазиклассического приближения. Рассмотрим электрон со спином, ориентированным в направлении z , инжектированный из CoPt контакта в начальный момент времени ($t = 0$) в произвольной точке под контактом ($x_0, y_0, z_0 = 0$). Электрон находится в магнитном поле контакта, перпендикулярная компонента этого поля (B_{xy}) обуславливает спиновую прецессию. Независимо от направления поля в плоскости параллельной поверхности структуры (и перпендикулярной z) имеет место прецессия относительно направления \mathbf{B} , которая уменьшает z -компоненту спина. В результате в момент времени t в произвольной точке (x_1, y_1, z_1) под контактом спин в общем случае имеет отличные от нуля компоненты во всех трех направлениях (s_x, s_y, s_z). Рассмотрим действие магнитного поля на спин электрона в указанной точке. Магнитное поле \mathbf{B} направлено произвольным образом (зависит от конкретного распределения неоднородностей) и составляет угол θ с направлением спина (рис. 6).

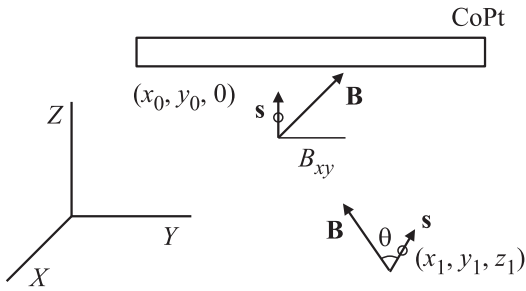


Рис. 6. К задаче спиновой прецессии в неоднородном магнитном поле контакта. По мере перемещения от неоднородно-намагниченного контакта CoPt меняется ориентация спина \mathbf{s} относительно неоднородного магнитного поля \mathbf{B} .

Эффект спиновой прецессии описывается уравнением [15]

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = [\mathbf{w} \times \mathbf{s}], \tag{2}$$

где $\mathbf{w} = \frac{g\mathbf{e}}{2m}\mathbf{B}$ — угловая скорость вращения (частота ларморовской прецессии), g — фактор Ланде, e и m — заряд и эффективная масса электрона соответственно, \mathbf{B} — магнитная индукция, \mathbf{s} — спин. Уравнение (2) может быть представлено в виде трех дифференциальных уравнений первого порядка

$$\frac{ds_x}{dt} = w_y s_z - w_z s_y, \tag{3}$$

$$\frac{ds_y}{dt} = w_z s_x - w_x s_z, \tag{4}$$

$$\frac{ds_z}{dt} = w_x s_y - w_y s_x. \tag{5}$$

Здесь $w_i = \frac{g\mathbf{e}}{2m}B_i$. Нас интересует изменение z -компоненты спина. Общее решение системы уравнений (3–5) для s_z может быть представлено как

$$s_z(t) = -\frac{1}{2w^2} e^{-i\omega t} F(w_x^2, w_y^2, w_z^2, w_x, w_y, w_z), \tag{6}$$

где $F(w_x^2, w_y^2, w_z^2, w_x, w_y, w_z)$ — сложная функция магнитного поля.

Рассмотренный расчет описывает эволюцию спина в произвольной точке и не учитывает его перемещения. Однако формула (6) показывает осциллирующий характер изменения спина, причем формула для амплитуды этих осцилляций содержит как линейные, так и квадратичные по магнитному полю слагаемые.

При случайном распределении магнитных неоднородностей направление поля контакта должно меняться от точки к точке, а усредненное по площади контакта значение будет равно нулю. В подобной системе линейный по магнитному полю эффект отсутствует, однако наличие квадратичных (т.е. не зависящих от направления поля) членов обуславливает осцилляции z компоненты спина даже в этом случае.

Выполненный простейший анализ показывает возможность спиновой прецессии в случае неоднородного намагничивания ферромагнитного инжектора. Неоднородное намагничивание возможно для двухфазного ферромагнетика, состоящего из „магнитомягкой“ и „магнитожесткой“ фаз. Спиновая инжекция, вероятно, осуществляется из „магнитомягкой“ фазы, для намагничивания которой достаточно поля ~ 5 мТ (при 300 К) [6]. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к намагничиванию „магнитожесткой“ фазы, однако это не влияет на эффективность спиновой инжекции. При уменьшении температуры измерений до 10 К величина коэрцитивного поля существенно увеличивается, предположительно, использованный нами диапазон магнитных полей (± 300 мТ) достаточен для намагничивания „магнитомягкой“ фазы, однако не позволяет добиться однородной намагниченности всего контакта. Вероятно, это и обуславливает появление внутреннего магнитного поля \mathbf{H}_{ef} .

Неоднородная намагниченность CoPt в нулевом магнитном поле подтверждается наличием магнитного контраста слоев с остаточной намагниченностью, измеренного на магнито-силовом микроскопе в [6]. Наличие магнитной структуры, содержащей области „магнитомягкой“ и „магнитожесткой“ фаз хорошо согласуется с моделью обменного взаимодействия двухфазных ферромагнитных систем, рассмотренной в [16]. Согласно [16], взаимодействие фаз проявляется в наличии особенностей на петле гистерезиса магнитопольевой зависимости намагниченности (а именно, сужение петли в окрестности нулевой намагниченности). Подобные особенности зарегистрированы на магнитопольевых зависимостях намагниченности исследованных слоев CoPt [6]. Это является косвенным подтверждением неполного намагничивания контакта в режиме измерений циркулярно-поляризованной ЭЛ.

4. Заключение

Таким образом, в рамках исследования спиновой инжекции в структурах CoPt/Al₂O₃/(Al)GaAs обнаружены осцилляции степени циркулярной поляризации при варьировании расстояния между активной областью и ферромагнитным инжектором. Осцилляции связываются с действием перпендикулярного магнитного поля на инжектированные спин-поляризованные носители, которое обуславливает их прецессию. В процессе переноса к активной области z -компонента спина меняет фазу (в какой-то момент на π , что соответствует изменению знака P_{EL}). Регистрируемое значение фазы определяется временем переноса. Предположительно, источником внутреннего магнитного поля, приводящего к спиновой прецессии, является поле контакта CoPt. Оно появляется вследствие неоднородного намагничивания контакта в использованном диапазоне магнитных полей. По-видимому, слой CoPt содержит две ферромагнитные

фазы с различающимися значениями коэрцитивного поля. Первая фаза обеспечивает спиновую инжекцию, эффективность которой выходит на насыщение, как только насыщается намагниченность второй фазы. Вторая фаза при этом имеет неоднородную намагниченность, которая и является источником внутреннего магнитного поля.

Список литературы

- [1] Concepts in Spin Electronics / Ed. S. Maekawa. Oxford University Press, N.Y. (2006). 398 p.
- [2] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [3] M. Holub, P. Bhattacharya. *J. Phys. D* **40**, R179 (2007).
- [4] Оптическая ориентация / Под. ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Наука, Л. (1989). 408 с.
- [5] P. Chuang, S.-C. Ho, L.W. Smith, F. Sfigakis, M. Pepper, C.-H. Chen, J.-C. Fan, J.P. Griffiths, I. Farrer, H.E. Beere, G.A.C. Jones, D.A. Ritchie, T.-M. Chen. *Nature nanotechnology* **10**, 35 (2015).
- [6] А.В. Здоровейшев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, А.В. Кудрин, А.Г. Темирязов, М.П. Темирязева. *ФТТ* **58**, 2186 (2016).
- [7] А.И. Бобров, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, А.В. Здоровейшев, Н.В. Малехонова, Е.И. Малышева, Д.А. Павлов, С. Сайед. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **7**, 57 (2015).
- [8] T. Manago, H. Akinaga. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 694 (2002).
- [9] R.J. Epstein, I. Malajovich, R.K. Kawakami, Y. Chye, M. Hanson, P.M. Petroff, A. Gossard, D.D. Awschalom. *Phys. Rev. B* **65**, 121202 (2002).
- [10] В.Л. Корнев. *ПЖЭТФ* **78**, 1053 (2003).
- [11] А.С. Волков, А.И. Екимов, С.А. Никишин, В.И. Сафаров, Б.В. Царенков, Г.В. Царенков. *Письма в ЖЭТФ* **25**, 560 (1977).
- [12] А.С. Волков, Г.В. Царенков. *ФТП* **11**, 1709 (1977).
- [13] S. Datta, V. Das. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [14] Д.Ф. Киселев, А.С. Жукарев, С.А. Иванов, С.А. Киров, Е.В. Лукашева. *Электричество и магнетизм. Методика решения задач*. МГУ, М. (2010). С. 325.
- [15] С.Г. Калашников. *Электричество*. Наука, М. (1985). С. 239–245.
- [16] L.H. Bennett, E. Della Tore. *J. Appl. Phys.* **97**, 10E502 (2005).