

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Магнитоуправляемый спиновый светоизлучающий диод

М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Дёмина,
Ю.М. Кузнецов, А.В. Кудрин, А.В. Здоровейщев,
Д.А. Здоровейщев, Н.В. Байдусь, И.Л. Калентьева

Рассмотрены фундаментальные физические принципы, лежащие в основе работы базовых элементов спинтроники: эффект гигантского магнетосопротивления, инжекция спин-поляризованных носителей заряда из намагниченного ферромагнитного электрода, излучательная рекомбинация в полупроводниках с участием спин-поляризованных носителей. Сформирована и исследована интегральная структура на основе GaAs (магниторезистивный спиновый светоизлучающий диод), в которой реализованы все вышеперечисленные явления. С точки зрения электрической схемы рассмотренный прибор представлял собой последовательно соединённые магниторезистивный элемент и светоизлучающий диод на основе системы металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник. Показано, что магнитное поле, направленное в плоскости слоёв, изменяет состояние магниторезистивного элемента (высокое или низкое сопротивление) и тем самым позволяет управлять интенсивностью электролюминесценции. Магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости слоёв, обеспечивает намагничивание магнитного контакта светоизлучающего диода и спиновую инжекцию, сопровождающуюся испусканием циркулярно поляризованного света. В результате сформирован прибор, который может находиться в четырёх устойчивых магнитных состояниях (высокая–низкая интенсивность, "положительная"–"отрицательная" циркулярная поляризация). Подобная структура может выступить в качестве основы для элементов магнитной записи и передачи информации, в которых четыре устойчивых состояния формируют четверичную логику вместо бинарной.

Ключевые слова: спинтроника, спиновая инжекция, спиновый транспорт, магнитоуправляемый светодиод, спиновый светоизлучающий диод, магниторезистивный элемент

PACS number: 85.70.Sq

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039886>

Содержание

1. Введение (543).

2. Теория (544).

2.1. Принцип спиновой инжекции для создания спин-поляризованных носителей заряда. 2.2. Детектирование спиновой поляризации носителей заряда в полупроводнике. Спиновый светоизлучающий диод. 2.3. Детектирование спиновой поляризации носителей заряда в полупроводнике. Магниторезистивный элемент. 2.4. Комбинация спин-зависимых явлений для

построения приборов спинтроники. 2.5. Образцы для исследования и методика эксперимента. 2.6. Измерения магниторезистивных характеристик в продольном магнитном поле. 2.7. Измерения спектров электролюминесценции магниторезистивных спиновых светоизлучающих диодов. 2.8. Измерения магнитополевой зависимости интенсивности электролюминесценции магниторезистивных спиновых светоизлучающих диодов. 2.9. Измерения магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации электролюминесценции сформированных структур.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение (553).

3.1. Протекание тока в интегральной структуре. 3.2. Управление интенсивностью электролюминесценции. 3.3. Управление степенью циркулярной поляризации электролюминесценции.

4. Заключение (555).

Список литературы (556).

М.В. Дорохин^(a), М.В. Ведь^(b), П.Б. Дёмина^(c), Ю.М. Кузнецов^(d),
А.В. Кудрин^(e), А.В. Здоровейщев^(f), Д.А. Здоровейщев^(g),
Н.В. Байдусь^(h), И.Л. Калентьева⁽ⁱ⁾
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского,
просп. Гагарина 23, 603022 Нижний Новгород,
Российская Федерация
E-mail: ^(a) dorokhin@nifti.unn.ru, ^(b) ved@nifti.unn.ru,
^(c) demina@phys.unn.ru, ^(d) yurakz94@list.ru,
^(e) kudrin@nifti.unn.ru, ^(f) zdorovei@nifti.unn.ru,
^(g) daniel.zdorov@gmail.com, ^(h) bnv@nifti.unn.ru,
⁽ⁱ⁾ istery@rambler.ru

Статья поступила 3 сентября 2024 г.,
после доработки 22 января 2025 г.

1. Введение

Структуры полупроводниковой и металлической спинтроники рассматриваются как один из вариантов развития современной микро- и оптоэлектроники. Такие структуры используют новые принципы передачи, хранения и обработки информации как инструмент для преодоления фундаментальных квантовых ограничений

на количество элементов в интегральной схеме [1]. В основу этих принципов положен спин электрона, который может принимать два значения (условно обозначаемые как $+1/2$ и $-1/2$). В "классических" полупроводниках и неферромагнитных металлах без внешних воздействий концентрации свободных электронов со спинами $+1/2$ и $-1/2$ совпадают. Путём создания многослойных магнитных структур либо посредством внешнего воздействия может быть реализована ситуация, когда концентрации носителей со спинами $+1/2$ и $-1/2$ различаются. Такое состояние называется "спиновая поляризация носителей". В материале, где реализована спиновая поляризация носителей, наблюдается комплекс явлений, связанных со спиновой поляризацией (спин-зависимых явлений). К таковым явлениям, например, относится эмиссия циркулярно поляризованного света [2, 3], спиновый эффект Холла [4], спин-зависимый транспорт в структурах с магнитными включениями [5, 6] и др. На базе спин-зависимых явлений был предложен ряд полупроводниковых приборов электроники и оптоэлектроники. Одними из наиболее ранних были спиновый полевой транзистор Датты и Даса [7], спиновый светоизлучающий диод (ССИД) [3], транзистор вида "нелокальный спиновый клапан" [8, 9]. Перечисленные технические решения были призваны повысить производительность электронных приборов за счёт использования новых физических принципов хранения и передачи информации. Информация содержалась в знаке спиновой поляризации носителей заряда, а спин-зависимые явления обеспечивали преобразование спиновой поляризации в электрический или оптический сигнал и наоборот. Раздел науки, изучающий приборы, которые работают на спин-зависимых явлениях, назвали спинтроникой. Хотя многие технические решения спинтроники подвергаются критике [10, 11], нет никаких сомнений, что комплекс спин-зависимых явлений представляет фундаментальный научный интерес и может применяться для конструирования вспомогательных элементов микро- и оптоэлектроники [12]. Развитие технологий спинтроники и расширение функциональных возможностей элементов на их основе включает разработку схем для монолитной интеграции устройств спинтроники с классическими микроэлектронными и оптоэлектронными устройствами, а также объединение различных устройств спинтроники в одном приборе. Подобная интеграция позволит использовать дополнительные степени свободы при проектировании магнитооптических и магнитоэлектронных схем.

В настоящей работе приводится обзор спин-зависимых явлений, легших в основу двух базовых элементов спинтроники, а именно: спинового светоизлучающего диода (элемента, в котором реализован принцип электрической инжекции спин-поляризованных носителей в полупроводник из намагниченного ферромагнитного электрода) и магниторезистивного элемента (элемента, в котором реализован принцип спин-зависимого электронного транспорта). Сообщается о технической реализации указанных приборов, а также об их функциональном объединении в плёночной интегральной схеме (магниторезистивный спиновый светоизлучающий диод). Приводятся результаты экспериментального исследования работы магниторезистивного спинового светоизлучающего диода, показана возможность независимого управления магниторезистивными характеристиками.

2. Теория

2.1. Принцип спиновой инжекции

для создания спин-поляризованных носителей заряда

Базовой операцией для функционирования приборов на спин-зависимых эффектах является создание спиновой поляризации носителей заряда [13]. Количественно степень спиновой поляризации P_n определяется соотношением:

$$P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} \times 100\%, \quad (1)$$

где n_+ и n_- — концентрации носителей заряда со спином вверх и спином вниз соответственно. Для создания ненулевой спиновой поляризации в неферромагнитных материалах требуется внешнее воздействие (в противном случае спиновая поляризация равна нулю).

Существуют различные способы создания неравновесной спиновой поляризации в полупроводнике [2, 3, 13]: введение полупроводника в сильное магнитное поле, оптическая генерация носителей заряда при накачке циркулярно поляризованным светом, поляризация носителей за счёт взаимодействия с близко расположенным ферромагнитным слоем и т.д. Тем не менее с точки зрения практических применений наиболее перспективным способом создания неравновесной спиновой поляризации в полупроводниках является инжекция спин-поляризованных носителей из намагниченного ферромагнитного материала. Теоретическая возможность спиновой инжекции из ферромагнитного металла в неферромагнитный полупроводник была показана Ароновым и Пикусом в 1976 г. [14].

Рассмотрим физические принципы спиновой инжекции для контакта металлический ферромагнетик – неферромагнитный материал, введённого во внешнее магнитное поле (рис. 1). Для определённости будем рассматривать инжекцию спин-поляризованных электронов. При инжекции спин-поляризованных дырок будут справедливы все приведённые ниже соотношения с учётом знака заряда дырки. Экспериментально спиновая инжекция дырок была продемонстрирована, например, в [15].

Инжекция носителей заряда из ферромагнетика осуществляется путём приложения электрического смещения. В результате намагничивания ферромагнетика в нём возникает преимущественная равновесная спиновая поляризация носителей, величина которой обозначается P_n^M . При создании условий для электрической инжекции из ферромагнетика в полупроводник в системе протекает

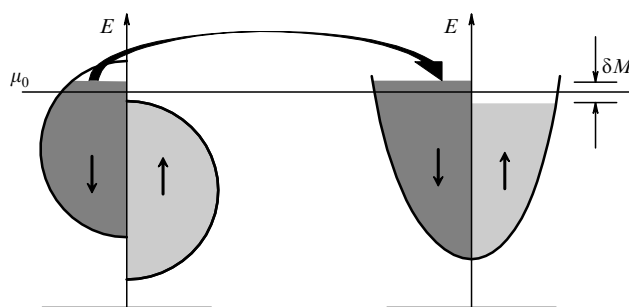


Рис. 1. Зонная диаграмма контакта ферромагнитный металл – полупроводник при инжекции 100 % спин-поляризованных электронов.

ток спин-поляризованных носителей, степень поляризации которого определяется как

$$\alpha(z) = \frac{j_{\uparrow}(z) - j_{\downarrow}(z)}{j_{\uparrow}(z) + j_{\downarrow}(z)}, \quad (2)$$

где $j_{\uparrow}(j_{\downarrow})$ — токи носителей со спином вверх (вниз), z — расстояние от границы ферромагнетик/полупроводник в направлении протекания тока.

Электрический ток для носителей с различным спином зависит от внешнего электрического поля E и отклонения плотности носителей от равновесного состояния $\delta n_{\uparrow\downarrow}$. Запишем дрейф-диффузионные уравнения:

$$j_{\uparrow\downarrow} = \sigma_{\uparrow\downarrow} E - e D_{\uparrow\downarrow} \nabla \delta n_{\uparrow\downarrow}, \quad (3)$$

где $\sigma_{\uparrow\downarrow}$ — электропроводность, $D_{\uparrow\downarrow}$ — коэффициент диффузии. Если ввести суммарный ток $j = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$ и спиновый ток $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$, то формулу (2) можно переписать в виде

$$\alpha = \frac{j_s}{j}. \quad (4)$$

С учётом того что $\delta n_{\uparrow\downarrow} = N_{\uparrow\downarrow} \delta \varepsilon_F^{\uparrow\downarrow}$ (где $N_{\uparrow\downarrow}$ — плотность состояний на спиновых подзонах, а $\delta \varepsilon_F^{\uparrow\downarrow}$ — сдвиг энергии Ферми из состояния равновесия), а также с использованием соотношения $\sigma_{\uparrow\downarrow} = e^2 N_{\uparrow\downarrow} D_{\uparrow\downarrow}$ формулы для токов носителей со спином вверх и вниз будут выглядеть следующим образом:

$$j_{\uparrow} = \sigma_{\uparrow} \nabla \mu_{\uparrow}, \quad j_{\downarrow} = \sigma_{\downarrow} \nabla \mu_{\downarrow}, \quad (5)$$

где $\mu_{\uparrow\downarrow} = \varepsilon_F^{\uparrow\downarrow}/e - \varphi$ — электрохимический потенциал (ЭХП), φ — электрический потенциал. Из (4) следует, что спиновый ток j_s обусловлен разностью электрохимических потенциалов для носителей с различным значением спина. Введём среднее значение электрохимического потенциала $\mu = (\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow})/2$ и разность электрохимических потенциалов для носителей со спинами вверх и вниз $\mu_s = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$.

Уравнение непрерывности требует выполнения следующих соотношений:

$$\nabla(j_{\uparrow} + j_{\downarrow}) = 0, \quad \nabla(j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) = -e \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + e \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}}, \quad (6)$$

где $\tau_{\uparrow\downarrow}$ — время, за которое электрон рассеивается из состояния со спином вверх в состояние со спином вниз (и наоборот). С учётом соотношений (6) и уравнения баланса $N_{\uparrow}/\tau_{\uparrow\downarrow} = N_{\downarrow}/\tau_{\uparrow\downarrow}$ можно записать:

$$\nabla^2(\sigma_{\uparrow}\mu_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}\mu_{\downarrow}) = 0, \quad (7)$$

$$\nabla^2(\mu_s) = \frac{1}{\lambda^2} \mu_s, \quad (8)$$

где $\lambda = \sqrt{D\tau_{sf}}$ — длина спиновой диффузии, $\tau_{sf} = (1/2)(\tau_{\uparrow\downarrow} + \tau_{\downarrow\uparrow})$ — среднее время спиновой релаксации, $D^{-1} = (N_{\uparrow}D_{\uparrow}^{-1} + N_{\downarrow}D_{\downarrow}^{-1})/(N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$. Длина спиновой диффузии является важным свойством материала для построения устройств на спин-зависимых эффектах [13].

В общем виде решение уравнения (8) выглядит следующим образом:

$$\mu_s = \mu_s(0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right). \quad (9)$$

Уравнение (9) обычно рассматривается со стороны ферромагнитного инжектора и со стороны полупроводника соответственно:

$$\mu_s^{\Phi} = \mu_s^{\Phi}(0) \exp\left(\frac{x}{\lambda_{\Phi}}\right), \quad \mu_s^H = \mu_s^H(0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda_H}\right). \quad (10)$$

Следует учесть, что значения длины спиновой диффузии для полупроводника (λ_H) и ферромагнитного металла (λ_{Φ}) сильно различаются: для металлов 5–50 нм; для полупроводников, таких как GaAs и Si, 1–5 мкм [13]. Здесь и далее все величины, относящиеся к ферромагнетиту, будут иметь индекс Φ , а относящиеся к неферромагнитному материалу (в частности, полупроводнику) — индекс H .

Примем следующие граничные условия:

— отсутствие спинового рассеяния при переносе носителей через границу раздела:

$$\alpha^{\Phi}(-0) = \alpha^H(+0); \quad (11)$$

— электрохимический потенциал при переходе через границу раздела не является непрерывным, величина разрыва определяется следующим граничным условием:

$$j_{\uparrow\downarrow}(0) = \Sigma_{\uparrow\downarrow} [\mu_{\uparrow\downarrow}^H(0) - \mu_{\uparrow\downarrow}^{\Phi}(0)], \quad (12)$$

где $\Sigma = \Sigma_{\uparrow} + \Sigma_{\downarrow}$ — контактная проводимость. Для контакта ферромагнетик/полупроводник $\Sigma_{\uparrow} \neq \Sigma_{\downarrow}$. Путём преобразования уравнений (11) и (12) можно показать, что

$$\mu_s^H(0) - \mu_s^{\Phi}(0) = 2r_c(\alpha - P_{\Sigma})j, \quad (13)$$

$$\mu^H(0) - \mu^{\Phi}(0) = r_c(1 - P_{\Sigma}\alpha)j, \quad (14)$$

где $r_c = \Sigma/(4\Sigma_{\uparrow}\Sigma_{\downarrow})$ имеет смысл эффективного контактного сопротивления, а $P_{\Sigma} = (\Sigma_{\uparrow} - \Sigma_{\downarrow})/(\Sigma_{\uparrow} + \Sigma_{\downarrow})$.

С учётом уравнений (5) степень спиновой поляризации можно определить выражением:

$$\alpha = \frac{2(\sigma_{\uparrow}\sigma_{\downarrow}/\sigma)\nabla\mu_s}{j} + P_{\sigma}, \quad (15)$$

где $P_{\sigma} = (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow})/(\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})$ — относительная разность проводимостей каналов "спин-вверх" и "спин-вниз". Стоит отметить, что в полупроводниковом материале $P_{\sigma} = 0$. С учётом (15) можно получить выражения коэффициентов при экспоненте в формуле (10) для ферромагнетика и полупроводника:

$$\mu_s^{\Phi}(0) = 2r_{\Phi}(\alpha - P_{\sigma})j, \quad \mu_s^H(0) = 2r_H\alpha j, \quad (16)$$

где $r_{\Phi} = \lambda_{\Phi}\sigma_{\Phi}/(4\sigma_{\uparrow}\sigma_{\downarrow})$ и $r_H = \lambda_H/\sigma_H$ — эффективные сопротивления ферромагнетика и полупроводника, $\sigma_{\Phi} = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}$ — суммарная проводимость по каналам "спин-вверх" и "спин-вниз", σ_H — проводимость в полупроводнике.

Таким образом, путём преобразования выражений (15) и (16) можно получить выражение для степени спиновой поляризации тока на границе раздела ферромагнетика с полупроводником:

$$\alpha(0) = \frac{r_c P_{\Sigma} + r_{\Phi} P_{\sigma\Phi}}{r_{\Phi H}}, \quad (17)$$

где $r_{\text{ФН}} = r_{\text{Ф}} + r_{\text{с}} + r_{\text{Н}}$ — эффективное равновесное сопротивление контакта ферромагнетик/полупроводник.

Стоит отметить, что высокая степень спиновой поляризации тока в полупроводнике в общем случае не подразумевает высокое значение степени спиновой поляризации носителей P_n , поскольку согласно [13] в приповерхностной области полупроводника $\alpha \neq P_n$. Для расчёта P_n используются уравнения Пуассона и условие квазинейтральности.

2.2. Детектирование спиновой поляризации носителей заряда в полупроводнике.

Спиновый светоизлучающий диод

Для детектирования спиновой поляризации существуют несколько подходов, например, магнитооптический эффект Керра с высоким пространственным разрешением [16], регистрация циркулярно поляризованного излучения, исследование магниторезистивного эффекта и др. Одним из наиболее распространённых способов является регистрация циркулярно поляризованного излучения, которое возникает при рекомбинационных переходах с участием спин-поляризованных носителей заряда [2, 3]. Указанный способ основан на взаимосвязи спиновой поляризации носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации, и циркулярной поляризации электролюминесцентного излучения, возникающего при рекомбинации спин-поляризованных носителей [2, 3].

Рассмотрим подробнее процессы рекомбинации с участием спин-поляризованных носителей заряда. Допустим, в полупроводник из металла инжектируются 100% спин-поляризованных электронов (см. рис. 1). В диодной структуре инжектированные спин-поляризованные электроны рекомбинируют с дырками, поступающими из объёма полупроводника, с испусканием фотона (чаще всего считается, что такие дырки не поляризованы по спину). Схема возможных излучательных переходов представлена на рис. 2.

В процессе излучательной рекомбинации осуществляется переход электрона на дырочное состояние, в результате чего рождается фотон. При этом должны выполняться законы сохранения энергии, квазиимпульса и момента количества движения. Закон сохранения энергии проявляется в том, что энергия, которую теряет электрон при переходе, передаётся рождённому фотону,

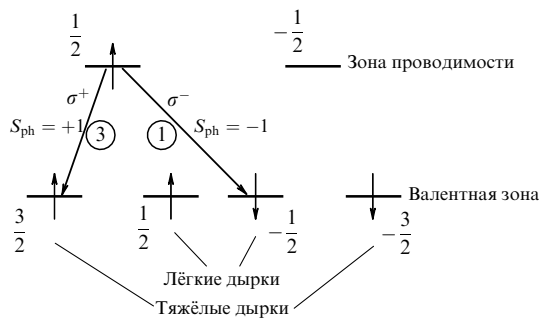


Рис. 2. Разрешённые излучательные переходы при рекомбинации 100% спин-поляризованных электронов с неполяризованными дырками в объёмном полупроводнике. Дробные числа обозначают спины носителей, обведённые цифры — вероятности переходов. Курсивом обозначены значения спина фотона (S_{ph}), который испускается при соответствующем переходе.

что, в соответствии с известными соотношениями, определяет энергию ΔE , длину волны λ и волновое число k рождённого фотона:

$$\Delta E = h\nu, \quad \lambda = \frac{c}{\nu}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (18)$$

где c — скорость света, h — постоянная Планка, ν — частота электромагнитной волны.

В то же время необходимо учитывать, что в единичном акте рекомбинации рождается один фотон, являющийся квантовой частицей. Поэтому свойства фотона следует рассматривать с точки зрения квантовой физики. Согласно [17] в общем случае фотон или однофотонное состояние электромагнитного поля определяется как линейная комбинация однофотонных состояний. Однофотонное состояние — это состояние гармонического осциллятора, которому соответствует плоская монохроматическая волна с волновым вектором $\mathbf{k}$ и поляризацией α ($|1_{\mathbf{k},\alpha}\rangle$). Здесь α может принимать два значения, соответствующие двум взаимно перпендикулярным направлениям, лежащим в плоскости, перпендикулярной вектору $\mathbf{k}$. Состояние фотона записывается как

$$|\xi\rangle = \sum_{\mathbf{k},\alpha} b_{\mathbf{k},\alpha} |1_{\mathbf{k},\alpha}\rangle, \quad (19)$$

где $b_{\mathbf{k},\alpha}$ — коэффициенты, удовлетворяющие условиям нормировки:

$$\sum_{\mathbf{k},\alpha} b_{\mathbf{k},\alpha}^* b_{\mathbf{k},\alpha} = \sum_{\mathbf{k},\alpha} |b_{\mathbf{k},\alpha}|^2 = 1. \quad (20)$$

Представление фотона в виде суперпозиции плоских волн, вообще говоря, не является единственным. Возможно разложение фотона по множеству базисных состояний, но обычно выбираются такие состояния, которые являются наиболее удобными для рассмотрения конкретной задачи. При рассмотрении рекомбинационных оптических переходов удобно использовать базисные состояния в виде сферических волн. В этом случае однофотонные состояния будут характеризоваться не k и α , а угловым моментом j и чётностью (j^+ или j^-) [17]. Полный угловой момент фотона может принимать значения $j = 1, 2, 3, \dots$ (состояние $j = 0$ для фотона не существует, что следует из условия поперечности электромагнитной волны [17]). Чётность фотона определяется поведением векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ при инверсии системы координат. Для полярного вектора $\mathbf{A}$, при инверсии меняющего знак ($\mathbf{A}(-\mathbf{r}) = -\mathbf{A}(\mathbf{r})$), чётность равна $+1$, а если $\mathbf{A}(-\mathbf{r}) = \mathbf{A}(\mathbf{r})$, то чётность равна -1 .

При рассмотрении законов сохранения углового момента для оптического перехода, так же как и в предыдущем случае, удобно использовать именно разложение по сферическим волнам. Волновой вектор $\mathbf{k}$ при расчёте оптических переходов входит в матричный элемент перехода в виде множителя $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, проведённый из центра атома ($0 \leq r \leq \text{радиус атома}$). Для оптических переходов $k\mathbf{r} \ll 1$, поэтому

$$\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) = 1 + i\mathbf{k}\mathbf{r} - \frac{1}{2}(\mathbf{k}\mathbf{r})^2 + \dots \quad (21)$$

Разложение (21) соответствует разложению $k\alpha$ состояния по сферическим функциям. Первому члену разложения соответствует сферическая функция с $j = 1$,

второму — $j = 2$ и т.д. В случае оптических переходов ограничиваются первым членом разложения, что называется дипольным приближением. Именно в дипольном приближении проводится рассмотрение оптических переходов в [2], где описаны базовые принципы спинтроники.

Если L — размер излучающей системы, а λ — длина волны излучения, то соотношение вероятностей генерации фотонов различных типов записывается как

$$\frac{W(1^+)}{W(2^-)} \sim \frac{W(1^+)}{W(1^-)} \sim \left(\frac{\lambda}{L}\right)^2. \quad (22)$$

Для полупроводников, использующихся в оптоэлектронике, $\lambda \sim 1$ мкм, $a \sim 10$ нм (размер активной области), соответственно $W(1^+)/W(2^-) \sim W(1^+)/W(1^-) \sim 10^4$. Иными словами, вероятность излучения фотонов с угловым моментом $j = 1$ и чётностью (+) на много порядков выше вероятности всех остальных переходов.

Рассмотрим закон сохранения проекции момента количества движения на выделенное направление. При $j = 1$ проекция момента количества движения фотона $S_{ph} = \pm 1$. Состояние $S_{ph} = 0$ невозможно в силу уже упомянутого выше условия поперечности электромагнитной волны. Величину S_{ph} в ряде случаев называют спином фотона, по аналогии с тем, что спином электрона также называется проекция момента количества движения на выделенное направление. Таким образом, при рекомбинации разрешены только те переходы, в которых величина проекции углового момента изменяется на $+1$ или на -1 . Этот угловой момент передаётся испускаемому фотону. Схема возможных оптических переходов при 100% поляризации электронов с изменением проекции углового момента на ± 1 представлена на рис. 2. Цифрами в кругах на рис. 2 также указаны относительные вероятности переходов, введённые в [2].

Если учитывать правила отбора, указанные на рис. 2, можно предложить ещё один базис для разложения состояний фотона, а именно разложение по базису циркулярно поляризованных волн:

$$|\xi\rangle = b_1|1_{k,+|S|\rangle} + b_2|1_{k,-|S|\rangle}, \quad (23)$$

где S — спиральность фотона — проекция углового момента на направление $\mathbf{k}$. Состояниям с $S > 0$ соответствует световая волна с левой круговой поляризацией (σ^+), для которой угловой момент равен $+1$, состояниям с $S < 0$ — волна с правой круговой поляризацией (σ^-) и угловым моментом -1 .

Далее, если рассмотреть систему уровней, не содержащих состояний лёгких дырок, то схема оптических переходов упростится. Такая система реализуется в структурах с упруго-напряжённой квантовой ямой InGaAs/GaAs [3]. При 100% спиновой поляризации электронов становится возможным испускание фотона только с одним значением S (рис. 3).

Это соответствует монохроматической волне с круговой поляризацией. Электромагнитное излучение в режиме управляемой магнитным полем электролюминесценции можно рассмотреть как суперпозицию многофотонных состояний, причём для каждого однофотонного состояния будет характерна циркулярно поляризованная волна с $b_1 = 1$ и $b_2 = 0$. Подобная ситуация описывает реализованный на практике случай циркулярно поля-

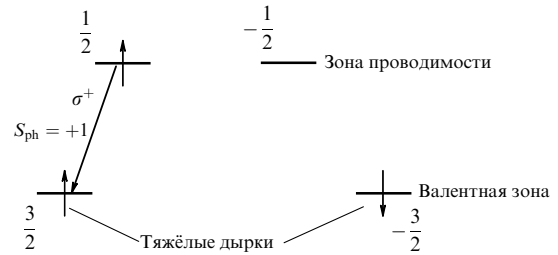


Рис. 3. Разрешённые излучательные переходы при рекомбинации 100% спин-поляризованных электронов с неполяризованными дырками в структуре с упруго-напряжённой квантовой ямой InGaAs/GaAs.

ризованного некогерентного излучения. Его можно определить как электромагнитную волну, в которой разность фаз между двумя взаимно перпендикулярными проекциями вектора $\mathbf{E}$ всегда равна $\pi/2$, хотя сама фаза электромагнитной волны может быть и не определена.

Гораздо чаще на практике встречается ситуация, когда возможны переходы с изменением проекции углового момента как на $+1$, так и на -1 . Например, такая ситуация реализуется в том случае, когда в системе присутствуют электроны с двумя значениями спина, но их концентрация различается, а степень спиновой поляризации определяется формулой (1). Тогда, в соответствии с правилами отбора, могут испускаться и право-, и левополяризованные фотоны, но их количество, а следовательно, и интенсивность право- и левополяризованной электромагнитных волн будет различаться. Подобное излучение в литературе называется частично циркулярно поляризованным [2, 18]. Количественно частично циркулярно поляризованное излучение описывается формулой:

$$P_{цп} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} \times 100\%, \quad (24)$$

где $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ — интенсивность света с угловым моментом $+1$ и -1 соответственно, а $P_{цп}$ называют степенью циркулярной поляризации света. Очевидно, что степень циркулярной поляризации однозначно связана со степенью спиновой поляризации носителей, участвующих в рекомбинации [19].

Значение $P_{цп}$ меняется от -100% до 100% (причём " -100% " соответствует излучению фотонов, электромагнитное поле которых циркулярно поляризовано по правому кругу, " $+100\%$ " — по левому кругу, промежуточные значения $-100\% < P_{цп} < 100\%$ соответствуют излучению, содержащему обе компоненты циркулярной поляризации).

Следует пояснить понятие частично циркулярно поляризованного некогерентного излучения. Рекомбинационное излучение, степень поляризации которого определяется формулой (24), не является эллиптически поляризованным, но, в силу действия законов сохранения при рекомбинации носителей, свойства излучения таковы, что при применении известных схем измерения поляризации излучение будет давать отклик, соответствующий эллиптически поляризованному свету. При этом в силу случайного характера спонтанных оптических переходов электромагнитная волна электролюминесцентного излу-

чения не может быть описана математической моделью эллиптически поляризованного света.

В простейшем случае двухуровневой системы (см. рис. 3) и не поляризованных по спину дырок степень циркулярной поляризации равна степени спиновой поляризации электронов:

$$P_{\text{цп}} = P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} \times 100 \% . \quad (25)$$

Именно такой случай весьма часто рассматривается при анализе работы спиновых светоизлучающих диодов.

Рассмотренные выше принципы инжекции спин-поляризованных носителей заряда и испускания некогерентного циркулярно поляризованного излучения при рекомбинации с их участием реализованы в приборе, называемом спиновым светоизлучающим диодом [3]. За счёт электрической инжекции носителей заряда с определённым значением спина из намагниченного ферромагнитного инжектора в неферромагнитный полупроводник ССИД в последнем создаётся неравновесная спиновая поляризация носителей заряда. Инжектированные спин-поляризованные носители рекомбинируют с неполяризованными носителями противоположного знака, поступающими из полупроводника, в результате чего возникает частично циркулярно поляризованное излучение. Параметром, характеризующим излучение, является степень циркулярной поляризации ($P_{\text{цп}}$), которая определяется по формуле (24). Таким образом, в подобном приборе возможно задание одного из двух устойчивых состояний, а именно — правой и левой циркулярной поляризации излучения. При анализе такое излучение ведёт себя как циркулярно поляризованное, а именно, в классической схеме детектирования с использованием четвертьволновой пластинки и поляризатора пропускание света зависит от взаимного положения осей оптических элементов.

При разработке ССИД изначально предполагалось, что за счёт однозначной связи степени циркулярной поляризации электролюминесценции и степени спиновой поляризации носителей заряда он станет дополнительным инструментом для исследования магнитных свойств некоторых материалов [20, 21]. Но, как оказалось в дальнейшем, помимо измерения магнитных свойств интерес представляет использование ССИД для передачи информации о спине между устройствами спинтроники. Такое использование является перспективным, так как свет сохраняет свою циркулярную поляризацию при распространении на большие расстояния и, следовательно, информацию о спине можно также передавать на большие расстояния. Кроме того, к преимуществам такого метода передачи информации можно отнести устранение потерь на разогрев, связанных с движением носителей заряда, а также высокую скорость распространения света.

2.3. Детектирование спиновой поляризации носителей заряда в полупроводнике.

Магниторезистивный элемент

Другим способом детектирования инжектированных в неферромагнитный слой спин-поляризованных носителей заряда является использование магниторезистивного эффекта. Такой способ рассматривался в ранних работах по спиновой инжекции [7]. Он основан на эффекте гигантского магнетосопротивления (ГМС), про-

являющемся в изменении электропроводности многослойных металлических плёнок при изменении намагниченности ферромагнитных слоёв друг относительно друга во внешнем магнитном поле. Параллельная намагниченность обычно имеет более низкое сопротивление, чем антипараллельная. Спиновая инжекция из намагниченного ферромагнитного электрода обеспечивает неравновесную спиновую поляризацию в неферромагнитном слое, далее при экстракции носителей во второй ферромагнитный слой электрическое сопротивление зависит от взаимной ориентации намагниченностей. Высокоомное состояние реализуется при антипараллельной ориентации, поскольку спины, относящиеся к "основному" каналу проводимости первого магнитного слоя, будут относиться к "неосновному" каналу проводимости во втором. При параллельной ориентации реализуется низкоомное состояние [22–24].

Для описания эффекта гигантского магнетосопротивления в многослойных плёнках можно использовать резисторную модель [25, 26]. Согласно этой модели, все металлические слои и все границы раздела слоёв рассматриваются как резисторы. Для каждого спинового канала резисторы добавляются параллельно или последовательно в зависимости от соотношения между длиной свободного пробега носителей заряда и толщиной металлического слоя. Если длина свободного пробега мала по сравнению с толщиной слоя, то каждый слой проводит электрический ток независимо, что эквивалентно параллельно подключённым резисторам. В данном случае сопротивления параллельной и антипараллельной намагниченности одинаковы и, следовательно, амплитуда гигантского магнетосопротивления равна нулю. Поэтому для получения ненулевого ГМС длина свободного пробега должна быть достаточно большой. Если длина свободного пробега электронов много больше толщины слоя, то вероятность рассеяния в многослойной структуре является суммой вероятностей рассеяния в каждом слое и на каждой границе раздела. Таким образом, для каждого спинового канала результирующее сопротивление можно представить как последовательно соединённые резисторы. Рассмотрим многослойную структуру, состоящую из двух ферромагнитных и двух немагнитных слоёв (рис. 4а, б). Направления намагниченности на рисунках указаны толстыми стрелками, тонкие стрелки — траектории электронов, протекающие по двум спиновым каналам. Предполагается,

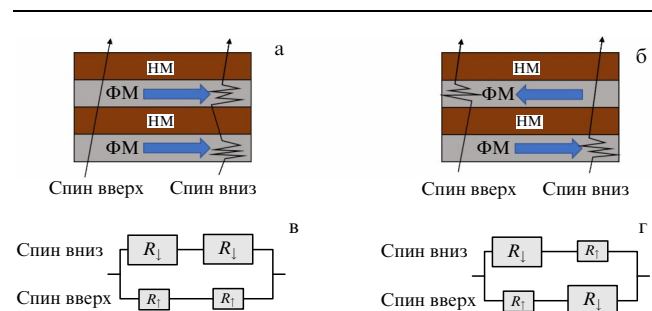


Рис. 4. (а, б) Схема многослойной металлической плёнки, включающей немагнитные (НМ) и ферромагнитные (ФМ) слои, намагниченные параллельно (а) и антипараллельно (б). (в, г) Эквивалентные схемы многослойных металлических плёнок, представленных в виде резисторов, для параллельной (в) и антипараллельной (г) намагниченности ферромагнитных слоёв.

что длина свободного пробега намного превышает толщину слоёв, а суммарный электрический ток течёт в плоскости слоёв.

В ферромагнитных слоях спин электрона может быть как параллельным, так и антипараллельным направлению намагниченности, что соответствует носителю с основным и неосновным спином. Величины сопротивления токам с основным ($\rho_{\uparrow}$) и неосновным ($\rho_{\downarrow}$) спином в ферромагнитном слое различны, а сопротивление би-слоя, состоящего из ферромагнитного и немагнитного слоёв, для каждого из двух ферромагнитных каналов равно

$$R_{\uparrow,\downarrow} = \rho_H d_H + \rho_{\uparrow,\downarrow} d_{\Phi}, \quad (26)$$

где ρ_H и d_H — удельное сопротивление и толщина спейсерного (немагнитного) слоя, а d_{Φ} — толщина ферромагнитного слоя. Сопротивление, соответствующее границе раздела между слоями, опущено для упрощения. Эквивалентные схемы многослойной структуры для случаев параллельной и антипараллельной намагниченности, представленные в виде резисторов, показаны на рис. 4в и 4г соответственно. Для параллельного намагничивания электроны со спином вверх проходят через структуру почти без рассеяния, тогда как электроны со спином вниз сильно рассеиваются внутри обоих ферромагнитных слоев. Поскольку проводимость обусловлена параллельным соединением двух спиновых каналов, общее удельное сопротивление структуры низкое. Для антипараллельного случая электроны как со спином вверх, так и со спином вниз сильно рассеиваются внутри одного из ферромагнитных слоев, вследствие чего общее удельное сопротивление структуры высокое. Полное сопротивление для случая параллельной намагниченности можно выразить в виде

$$R_{\Pi} = \frac{2R_{\uparrow}R_{\downarrow}}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}. \quad (27)$$

Полное сопротивление для случая антипараллельной намагниченности

$$R_{\text{АП}} = \frac{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}{2}. \quad (28)$$

Тогда величину магнетосопротивления можно представить в виде

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\text{АП}} - R_{\Pi}}{R_{\Pi}} = \frac{(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2}{4R_{\uparrow}R_{\downarrow}}. \quad (29)$$

Зная уравнения (26) и (29), можно выявить некоторые закономерности, определяющие величину ГМС. Предположим, что сопротивление немагнитных слоёв меньше, чем сопротивление ферромагнитных слоёв, тогда выражение для ГМС имеет вид

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow})^2}{4\rho_{\downarrow}\rho_{\uparrow}} = \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha}, \quad (30)$$

где вводится параметр спиновой асимметрии $\alpha = \rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$. Согласно уравнению (30), величина гигантского магнетосопротивления сильно зависит от разницы удельного сопротивления для спиновых каналов проводимости в ферромагнитных слоях. Для получения высоких значений ГМС важно выполнение одного из условий: $\alpha \gg 1$

или $\alpha \ll 1$. Если спиновая асимметрия для двух каналов проводимости отсутствует, т.е. $\alpha = 1$, то гигантское магнетосопротивление будет равно нулю.

Далее нужно учесть конечное сопротивление немагнитного слоя, что приводит к выражению:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(\alpha - 1)^2}{4(\alpha + p d_H/d_{\Phi})(1 + p d_H/d_{\Phi})}, \quad (31)$$

где $p = \rho_H/\rho_{\uparrow}$. Из (31) следует, что для заданного значения α величина ГМС будет увеличиваться с уменьшением соотношения $p d_H/d_{\Phi}$. Таким образом, для получения высоких значений ГМС необходимо уменьшать удельное сопротивление немагнитного слоя ρ_H . С увеличением толщины спейсерного слоя d_H величина гигантского магнетосопротивления монотонно убывает.

Устройства, функционирование которых основано на эффекте гигантского магнетосопротивления в магнитных многослойных структурах, были предметом многочисленных исследований с момента их открытия в 1988 г. [27–29], что привело к появлению новых технологий. На базе эффекта гигантского магнетосопротивления разработан прибор — магниторезистивный элемент. В данном виде прибора реализовано управление электрическим сопротивлением путём изменения внешнего магнитного поля определённой ориентации. Одним из вариантов исполнения такого прибора является спиновый клапан, состоящий из двух слоёв ферромагнетика, разделённых тонким слоем немагнитного материала. В одном из слоёв ферромагнетика магнитный момент "закреплён", другими словами, намагниченность данного слоя намного менее чувствительна к изменениям внешнего магнитного поля (магнитожёсткий слой). Другой слой ферромагнетика является "свободным" — его намагниченность может быть изменена внешним магнитным полем относительно малой напряжённости (магнитомягкий слой). Если такие слои намагничены антипараллельно, сопротивление электрическому току в подобной структуре будет высоким вследствие дополнительного вклада спин-зависимого рассеяния ориентированных по спину носителей при переносе в слой с противоположной намагниченностью. Если же намагнитить слои параллельно, сопротивление уменьшится, так как при параллельном намагничивании спинов носителей и "свободного" слоя вклад спин-зависимого рассеяния существенно снижается [27–30]. Исходя из этого в подобном приборе возможно задание одного из двух устойчивых состояний, а именно: высокое и низкое сопротивление.

2.4. Комбинация спин-зависимых явлений для построения приборов спинтроники

Принцип переключения как магниторезистивного элемента, так и спинового светодиода применяется в системах кодирования информации, при котором информация представляется в виде двоичного кода — "логического нуля" и "логической единицы". Как правило, логическому нулю соответствует низкий уровень сигнала, логической единице — высокий. В качестве сигнала в микроэлектронике используется напряжение на элементе, а в оптоэлектронике — интенсивность оптического излучения. В магниторезистивном элементе сигналом является напряжение на элементе, в спиновом светоизлучающем диоде — степень циркулярной поляризации оптического излучения.

В разделах 2.1–2.3 нами были рассмотрены три базовых спин-зависимых эффекта, а именно: спиновая инжекция из намагниченного электрода, излучательная рекомбинация с участием спин-поляризованных носителей заряда, а также эффект гигантского магнетосопротивления. В элементной базе спинтроники различные приборы реализуют ту или иную комбинацию указанных явлений.

Магниторезистивные элементы легли в основу запатентованных устройств, позволяющих осуществить сверхвысокие плотности записи [22–24]. Среди исследований магниторезистивных элементов можно выделить работы [31–33], в которых под воздействием магнитного поля изменяется сопротивление системы, поэтому такие элементы могут быть интегрированы в различные системы, включая, помимо прочего, системы обнаружения магнитного поля и устройства отображения.

Рекомбинация спин-поляризованных носителей используется в спиновых светоизлучающих диодах, испускающих магнитоуправляемый циркулярно поляризованный свет [34–37]. Перечисленные приборы широко распространены, и информация о них детально представлена в литературе [3, 38]. В цитированных работах возбуждение циркулярно поляризованного излучения возникает за счёт электрической инжекции спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного слоя.

Отметим, что подавляющее большинство опубликованных в литературе решений относится либо к дискретным приборам, либо к простейшим интегральным схемам, реализующим функцию памяти с высокой плотностью записи. Вызывает интерес дальнейшая интеграция перечисленных выше базовых элементов, представляющая собой технологическую комбинацию различных элементов. Это может существенно расширить функционал приборов спинтроники и предложить новые решения для работы с информацией (кодирования, записи, передачи).

Насколько нам известно, существует лишь несколько работ по технологическому объединению магниторезистивного элемента (спинового клапана) и светоизлучающего диода за счёт создания интегральной схемы низкой степени интеграции [39–43]. В указанных работах функция магниторезистивного элемента заключается в управлении полным током (путём переключения последовательного сопротивления внешним магнитным полем), который, в свою очередь, управляет интенсивностью излучения светодиода. Существуют различные варианты конструкции магнитоуправляемого светодиода. В работах [39, 40] рассмотрены интегральные схемы с электрическим соединением двух дискретных устройств. В [41] магниторезистивный элемент является металлическим инжекционным контактом в светодиоде. Также стоит отметить работы [42, 43], где сообщается о гибридных устройствах, управляемых магнитным полем, представляющих собой комбинацию неорганических магниторезистивных элементов и органических светодиодов с эффективной электролюминесценцией.

Другим направлением интеграции приборов спинтроники является внедрение магнитных слоёв в структуры светоизлучающего диода для управления интенсивностью электролюминесценции. В работе [44] сообщалось о создании прибора, в котором при приложении к нему внешнего магнитного поля получено повышение интенсивности электролюминесценции. Аналогичные ре-

зультаты получены в работе [45], где магнитный материал встраивался в светоизлучающее устройство для изменения пути протекания и распределения плотности тока, в результате этого была повышена эффективность излучения света. Можно отметить также работу [46], где встроенный магнитный слой обеспечил повышение эффективности светоизлучающего устройства за счёт применения магнитного поля, удерживающего электроны и дырки в активном слое, что приводит к увеличению вероятности рекомбинации электрон-дырочных пар.

Следующей стадией интеграции является объединение прибора со спиновой инжекцией и магниторезистивного элемента. Об успешном решении данной задачи в литературе ранее не сообщалось.

2.5. Образцы для исследования и методика эксперимента

В настоящей работе сообщается о создании лабораторного образца прибора, испускающего циркулярно поляризованное излучение, с возможностью отдельного управления интенсивностью и степенью циркулярной поляризации излучения путём приложения внешних магнитных полей. Описываемое в данной работе устройство представляет собой магниторезистивный спиновый светоизлучающий диод (МР ССИД), который является комбинацией полупроводниковой излучающей гетероструктуры и магниторезистивного элемента, соединённых последовательно (соединение осуществлено в интегральном исполнении). Формирование структуры осуществлялось в несколько этапов. На первом этапе методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС-гидридная эпитаксия — МОСГЭ) при пониженном давлении в потоке водорода на подложке n-GaAs сформирована полупроводниковая светоизлучающая гетероструктура с квантовой ямой (КЯ) $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$. Глубина залегания квантовой ямы составляла 120 нм. По завершении роста образец вынимался из реактора и передавался на следующую технологическую операцию. На втором этапе в другой ростовой камере на полупроводниковую гетероструктуру последовательно наносились слои инжектора спин-поляризованных носителей заряда Al_2O_3 (1 нм), CoPd (8 нм) и Au (20 нм) методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Слой Al_2O_3 , сформированный на поверхности светоизлучающей структуры, являлся туннельно-тонким и был необходим для предотвращения диффузии атомов ферромагнитного инжектора в глубь полупроводниковой гетероструктуры и обеспечения эффективной спиновой инжекции из CoPd в полупроводник. Ферромагнитный контактный слой, обеспечивающий спиновую инжекцию, представлял собой многослойную структуру из 10 бислоёв Co/Pd и обладал перпендикулярной анизотропией намагниченности [47]. Слой Au служил немагнитной прослойкой для предотвращения обменного взаимодействия ферромагнитных слоёв спинового инжектора и последующих слоёв магниторезистивного элемента. Таким образом, формировался контакт Шоттки на основе системы ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник.

На третьем этапе с помощью фотолитографии и химического травления формировались мезаструктуры (рис. 5), представляющие собой металлические контакты круглой формы, окружённые периферийным слоем полупроводникового электрического изолятора. Периферий-

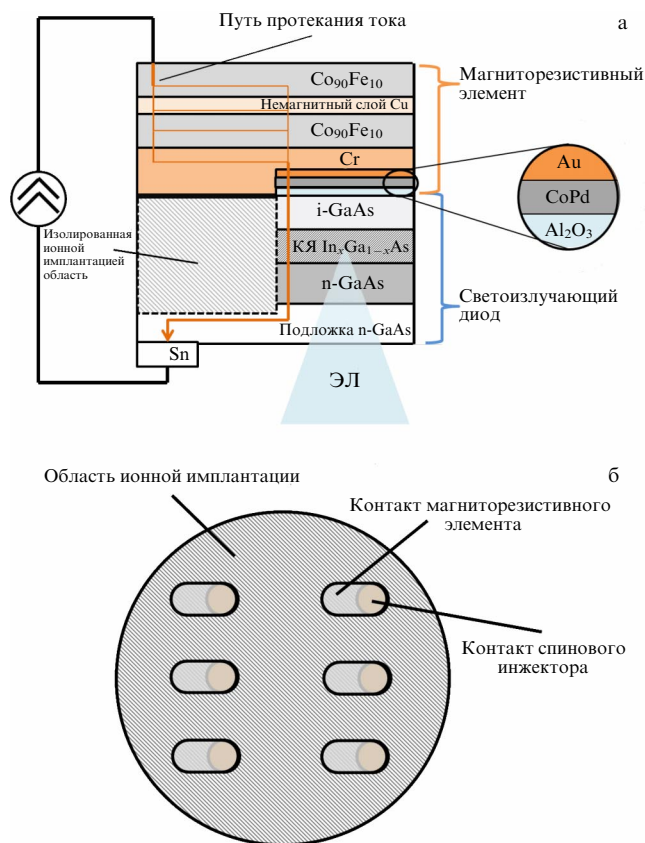


Рис. 5. Схема магниторезистивного спинового светодиода: (а) в разрезе и (б) вид сверху.

ный слой изолятора формировался путём облучения ионами He^{++} (ускоряющее напряжение $U = 40$ кВ, флюенс $D \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$) областей GaAs-полупроводника, не покрытых Au контактом, существенно повышающего его удельное сопротивление [48, 49].

На четвёртом этапе методом электронно-лучевого испарения в вакууме на поверхности сформированных диодных мезоструктур выращивается магниторезистивный элемент, состоящий из следующих слоёв: буферный слой Cr (4 нм), нижний ферромагнитный слой $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (1,5 нм), немагнитный слой Cu (3,7 нм), верхний ферромагнитный слой $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (3 нм). Для получения эффекта гигантского магнетосопротивления толщина верхнего ферромагнитного слоя $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ отличалась от толщины нижнего ферромагнитного слоя. Толщины слоёв были выбраны на основании предварительных исследований возможностей метода электронно-лучевого испарения, показавших, что именно для таких значений регистрируется наибольший магниторезистивный эффект.

С применением взрывной литографии были сформированы мезоструктуры магниторезистивного элемента специальной формы (рис. 5б). На заключительном технологическом этапе был сформирован базовый омический контакт к подложке n-GaAs методом искрового вжигания Sn фольги. На рисунке 5 представлены схемы магниторезистивного спинового светоизлучающего диода (а — схема в разрезе, б — вид сверху).

Также были сформированы контрольные структуры магниторезистивного элемента отдельно от светоизлучающего диода. Структуры были сформированы на подложке i-GaAs и представляли собой точно такую же

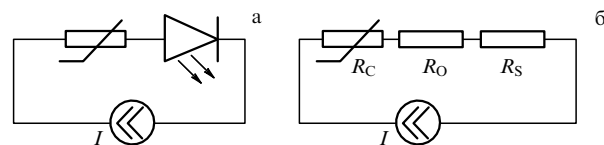


Рис. 6. Схема подключения интегральной структуры магниторезистивного спинового светоизлучающего диода: (а) принципиальная схема, (б) эквивалентная схема в режиме прямого смещения.

последовательность слоёв, какая была сформирована на четвёртом этапе технологии МР ССИД.

На изготовленных структурах был проведён ряд измерений электрических, магнитных и оптических характеристик. Измерения проводились при температуре 10 К, поддерживаемой с помощью гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/202.

На рисунке 6 представлены принципиальная электрическая схема подключения сформированной интегральной структуры (рис. 6а) и эквивалентная схема (рис. 6б).

С точки зрения электрического соединения схема представляет собой соединённые последовательно магниторезистивный элемент и спинный светоизлучающий диод. Данная схема подключалась к источнику тока. Таким образом, через элементы пропусклся постоянный ток I , полярность напряжения соответствовала прямому электрическому смещению диодной структуры. При обратном электрическом смещении в общем сопротивлении структуры доминирует компонента, связанная с высоким сопротивлением обратно смещённого диода, поэтому относительная амплитуда изменения сопротивления была пренебрежимо мала. В работе выполнялись измерения напряжения при прямом электрическом смещении интегральной структуры, а также измерения интенсивности и степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения, испускаемого при прямом электрическом смещении спинового светоизлучающего диода.

Важнейшей особенностью конструкции сформированной интегральной структуры является то, что магниторезистивные слои нельзя считать последовательно включённым элементом. Такие слои являются частью контактной системы, управляющей токами основных и неосновных носителей через структуру металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник [49]. Упрощённая эквивалентная электрическая схема магниторезистивного спинового светоизлучающего диода в режиме прямого смещения представлена на рис. 6б — это сопротивление металлического контакта к спинному светоизлучающему диоду. Контакт включает в себя магниторезистивный элемент, поэтому величина сопротивления R_C зависит от приложенного магнитного поля. Сопротивление R_O — это туннельное сопротивление диэлектрического слоя Al_2O_3 . Помимо активной части, диэлектрик имеет реактивную компоненту сопротивления с ёмкостью C_O , однако в рассматриваемом режиме постоянного электрического смещения ёмкость не вносит вклада в процессы протекания тока. Сопротивление R_S — это сопротивление полупроводника, включающее сопротивление обеднённого слоя. Последнее зависит от величины приложенного электрического смещения.

На сформированных образцах была выполнена серия измерений электротранспортных и электролюминесцентных характеристик, в том числе при помещении

структур во внешнее магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости структур и в плоскости структур.

2.6. Измерения магниторезистивных характеристик в продольном магнитном поле

Для измерения магнитолевых зависимостей статического сопротивления интегральной структуры образец помещался в зазор электромагнита, магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости структуры. Расчёт величины магнетосопротивления проводился по следующей формуле:

$$MR(H) = \frac{R(H) - R(H_{\max})}{R(H_{\max})} \times 100 \%, \quad (32)$$

где $R(H)$ — сопротивление в магнитном поле H , $R(H_{\max})$ — сопротивление в максимальном прикладываемом магнитном поле. Подчеркнём, что полученное значение $R(H)$ относится к суммарному сопротивлению магниторезистивного элемента и светоизлучающего диода, при этом, как будет показано ниже, в режиме прямого смещения сопротивление последнего относительно невелико.

2.7. Измерения спектров электролюминесценции магниторезистивных спиновых светоизлучающих диодов

Спектры электролюминесценции измерялись для аттестации диодной части интегральной структуры. Для измерения спектра электролюминесценции к верхнему ферромагнитному слою магниторезистивного элемента прикладывалось прямое по отношению к базовому контакту электрическое смещение, в результате которого возникала излучательная рекомбинация носителей в КЯ $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$. Питание светоизлучающего диода осуществлялось в режиме источника тока в импульсном режиме. Величина тока через интегральную структуру варьировалась в пределах 36–50 мА. Вывод излучения производился через подложку магниторезистивного спинового светодиода, прозрачную для испускаемого излучения. Излучение фокусировалось системой линз на вход монохроматора МДР-23 и регистрировалось кремниевым фотодиодом. Полученный сигнал после оцифровки и синхронизации блоком Stanford SR30 передавался на компьютер. Без приложения магнитного поля магниторезистивные элементы в схеме МР ССИД работают как последовательное сопротивление, задающее падение напряжения на диодной структуре [49]. Спектр электролюминесценции структур представлен на рис. 7. На спектре зарегистрирован пик при энергии 1,26 эВ, соответствующей энергии основного перехода в квантовой яме с заданным содержанием $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$.

2.8. Измерения магнитолевой зависимости интенсивности электролюминесценции магниторезистивных спиновых светоизлучающих диодов

При введении магниторезистивного спинового светоизлучающего диода во внешнее магнитное поле, ориентированное в плоскости слоёв, изменяется сопротивление магниторезистивного элемента. При постоянном токе через структуру это приводит к перераспределению напряжений между магниторезистивным элементом и

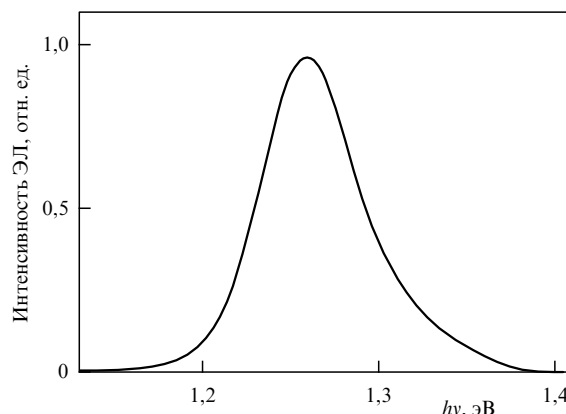


Рис. 7. Спектр электролюминесценции магниторезистивного спинового светодиода. Температура измерений 10 К, ток диода 38 мА.

светоизлучающим диодом. В конечном итоге изменение величины магнитного поля приводит к модуляции интенсивности электролюминесценции светодиода. Эффективность данного процесса можно оценить по относительному изменению интенсивности излучения. Магнитолевая зависимость изменения относительной интенсивности ЭЛ рассчитывалась по формуле:

$$I_{\text{отн}}(H) = \frac{I(H) - I_0}{I_{\max}} \times 100 \%, \quad (33)$$

где $I(H)$ — относительная интенсивность ЭЛ в текущем магнитном поле, I_0 — относительная интенсивность ЭЛ без приложения магнитного поля, $I_{\max}$ — максимальное значение относительной интенсивности в магнитном поле $\sim \pm 500$ Э.

Подробно детали измерений магнитоуправляемой электролюминесценции в аналогичной системе описаны в работе [49].

2.9. Измерения магнитолевых зависимостей степени циркулярной поляризации электролюминесценции сформированных структур

При введении магниторезистивного спинового светодиода во внешнее магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности слоёв структуры, происходит намагничивание до насыщения ферромагнитного контакта CoPd . В результате при приложении прямого электрического смещения осуществляется инжекция спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного контакта CoPd в активную область светоизлучающей структуры и рекомбинация с испусканием частично циркулярно поляризованного излучения. Меняя полярность магнитного поля на противоположную, можно перемагнитить ферромагнитный контакт CoPd и изменить знак циркулярной поляризации. Следует отметить, что, поскольку плёнка CoPd обладает осью лёгкого намагничивания, лежащей перпендикулярно поверхности слоёв, она полностью перемагничивается в перпендикулярных магнитных полях величиной более 0,1 Тл. Напротив, намагничивание структуры перпендикулярно поверхности слоёв никак не отражается на намагниченности слоёв магниторезистивного элемента, так как для тонких слоёв $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ характерна ось лёгкого намагничивания, лежащая вдоль поверхности слоёв, и необходимы очень сильные магнитные поля (~ 1 Тл) для

перпендикулярного намагничивания таких слоёв. В результате этого светодиод будет испускать преимущественно право- или левосторонне поляризованное излучение.

В работе выполнены измерения магнитопольных зависимостей степени циркулярной поляризации электролюминесцентного излучения ($P_{\text{ЦП}}$) по стандартной методике, принципиальная схема и описание которой приведено в [3]. Циркулярно поляризованное излучение квантовой ямы выводилось через подложку, прозрачную для данного диапазона, в направлении линий магнитного поля, системой зеркал и линз плоскопараллельный пучок направлялся через четвертьволновую пластину и призму Глана, после чего фокусировался на входной щели монохроматора МДР-23 и регистрировался кремниевым фотодиодом. Четвертьволновая пластина поворачивалась, пропуская право- или левосторонне поляризованное излучение. Полученные показания фотодиода передавались на компьютер и сохранялись для дальнейшей обработки. Значения степени циркулярной поляризации ЭЛ рассчитывались по формуле (24).

Для повышения точности измерения характеристик в работе выполнялись повторные исследования сформированных образцов. Повторные измерения выполнялись в двух режимах:

- при подключении и непрерывной работе диода запись магнитопольной зависимости интенсивности/степени циркулярной поляризации осуществлялась 2 раза или 3 раза;

- повторные измерения диодов на основе тех же структур. Всего на основе каждой структуры изготавливалось не менее 10 диодов, измерения выполнены не менее чем на трёх из них.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Протекание тока в интегральной структуре

На рисунке 8а представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) магниторезистивного спинового светоизлучающего диода, измеренные в нулевом магнитном поле и при приложении продольного магнитного поля величиной 250 Э. На рисунке 8б представлена магнитопольная зависимость относительного изменения сопротивления магниторезистивного спинового светоизлучающего диода, измеренная при температуре 10 К при токе, равном 36 мА (рабочая точка отмечена на рис. 8а).

При сравнительно небольшом прямом смещении доминирующий вклад в общее сопротивление вносит сопротивление полупроводника R_s . По мере повышения напряжения сопротивление полупроводника снижается за счёт понижения потенциального барьера и уменьшения длины области пространственного заряда. При напряжении $U = \phi_b/|e|$ (где ϕ_b — высота потенциального барьера в диоде Шоттки) потенциальный барьер полностью спрямляется, вольт-амперная характеристика выходит на линейный участок и сопротивление R_s становится сравнимым с R_C и R_O , что и обуславливает регистрацию рассматриваемых ниже эффектов. В частности, при введении структуры в продольное (направленное вдоль поверхности слоёв структуры) магнитное поле изменяется наклон характеристики на линейном участке ВАХ, что связано с повышением сопротивления

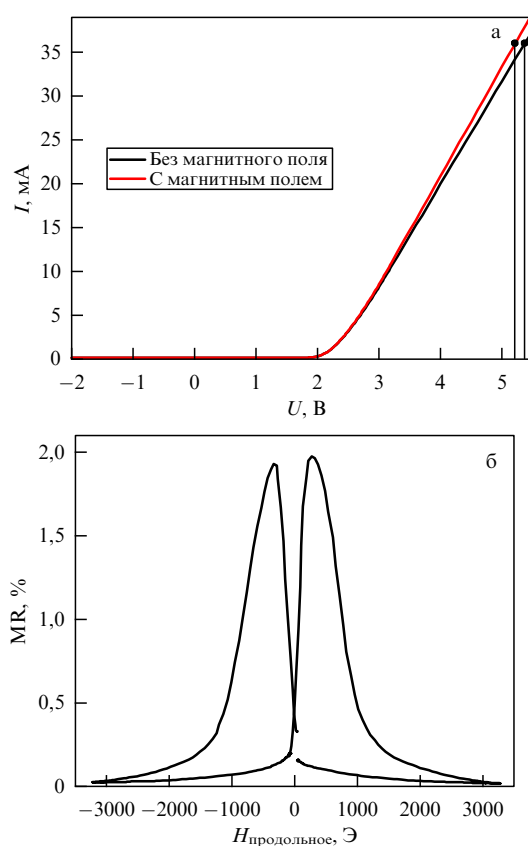


Рис. 8. (а) Вольт-амперные характеристики магниторезистивного спинового светоизлучающего диода, измеренные без магнитного поля и с приложенным внешним продольным магнитным полем 350 Э. Точками отмечено значение тока, при котором измерялся магниторезистивный эффект. (б) Изменение сопротивления в продольном магнитном поле при токе 30 мА. Температура измерений 10 К.

магниторезистивного элемента (в соответствии с графиком рис. 8б).

Отметим, что при меньших напряжениях изменение ВАХ незаметно на фоне очень высокого сопротивления полупроводника. Таким образом, магниторезистивный элемент влияет на работу структуры только в режиме спрямления ВАХ светоизлучающего диода. Именно в этом режиме в исследуемых диодах регистрируется электролюминесцентное излучение [37].

Рассмотрим подробнее зависимость магнетосопротивления от магнитного поля, измеренную в линейной области ВАХ. На графике наблюдаются два максимума сопротивления в магнитном поле ~ 340 Э по абсолютной величине. Максимальная величина изменения сопротивления для исследуемого устройства составляет $\sim 2\%$. Наличие максимумов обусловлено тем, что ферромагнитные слои магниторезистивного элемента различаются по значению коэрцитивного поля. При приложении к магниторезистивному элементу положительного магнитного поля достаточной величины (3000 Э) намагниченность обоих ферромагнитных слоёв МР элемента (магнитомягкого и магнитожёсткого) становится параллельной. Если уменьшить магнитное поле до нуля и приложить поле обратной полярности, постепенно увеличивая его, при достижении 340 Э намагниченность магнитомягкого слоя изменится на противоположную, таким образом, намагниченность ферромагнит-

ных слоёв магниторезистивного элемента станет антипараллельной. В результате при протекании тока в такой структуре наблюдается максимум сопротивления за счёт спин-зависимого рассеяния носителей заряда. При дальнейшем увеличении магнитного поля обратной полярности намагниченность магнитожёсткого слоя также меняется, в результате чего намагниченности обоих ферромагнитных слоёв магниторезистивного элемента становятся параллельными.

3.2. Управление интенсивностью электролюминесценции

Как отмечалось выше, магниторезистивный эффект влияет на электронный транспорт в области прямого смещения, для которой регистрируется электролюминесценция. Таким образом, магнетосопротивление оказывает влияние на работу светоизлучающего диода. На рисунке 9 представлена магнитолевая зависимость относительной интенсивности электролюминесценции МР ССИД, измеренная при температуре 10 К и постоянном токе диода 36 мА. Видно, что зависимость качественно подобна магнитолевой зависимости магнетосопротивления, представленной на рис. 8б. Это свидетельствует об управлении интенсивностью светоизлучающего диода посредством переключения состояния магниторезистивного элемента.

Отметим, что в большинстве работ, посвящённых магнитоуправляемой электролюминесценции, интегральная схема подключена к источнику напряжения [39–41]. Магниторезистивный элемент в этом случае выполняет функцию нагрузочного сопротивления, модуляция которого позволяет изменять протекающий через структуру ток. Поскольку интенсивность излучения управляется током, модуляция общего тока приводит к модуляции интенсивности.

Для исследованных структур вида металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник характерен принципиально иной механизм электролюминесценции. Данный механизм был рассмотрен ранее в серии работ [50–53]. В соответствии с цитированными работами интенсивность электролюминесценции пропорциональна не общему току через структуру, а току неосновных носителей заряда (J_p), который, в свою очередь, зависит от падения напряжения на сопроти-

влениях R_C и R_O ,

$$I \sim J_p = \frac{2\pi m_h^* |e|^3}{h^3} \exp \left[-\frac{1}{h} (m_h^* \chi_h)^{1/2} \delta \right] (U_C + U_O)^2, \quad (34)$$

где m_h^* — эффективная масса неосновных носителей заряда (в рассматриваемом случае дырок), χ_h — величина барьера для дырок в диэлектрике, δ — толщина окисла, U_C , U_O — доля падения напряжения на металле и туннельно-тонком диэлектрике соответственно.

Заметим, что в отсутствие магниторезистивного элемента падение напряжения на металле (U_C) пренебрежимо мало, поэтому в работах [50–52] рассматривается только компонента падения напряжения на диэлектрике (U_O). В исследуемых же структурах в соответствии с формулой (34) повышение сопротивления магниторезистивного элемента в магнитном поле приводит к повышению J_p и соответствующему повышению интенсивности электролюминесценции.

В режиме источника тока

$$J = J_p + J_e = \text{const}. \quad (35)$$

Здесь J_e — ток основных носителей (в данном случае электронов).

При значении тока J_p , близком к пороговому, но ниже него, без внешнего магнитного поля электролюминесценция не регистрируется. Вследствие магниторезистивного эффекта в магнитном поле повышается сопротивление магниторезистивного элемента, что приводит к увеличению напряжения, выдаваемого источником тока. При увеличении общего напряжения увеличивается напряжение на всех элементах схемы, что приводит к снижению барьера для неосновных носителей и тем самым к увеличению их тока J_p до значения выше порогового, в результате этого регистрируется электролюминесцентное излучение. Именно такая ситуация, при которой магниторезистивный элемент работает в режиме включения/выключения диода, показана рис. 9. Снижение тока основных носителей, сопровождающее повышение J_p , не оказывает существенного влияния на интенсивность ЭЛ. Подробно подобный механизм увеличения интенсивности электролюминесценции в аналогичной системе описан в работе [49].

При токе через диод, близком к пороговому значению (36 мА), варьирование тока неосновных носителей посредством магниторезистивного эффекта позволяет изменять интенсивность ЭЛ излучения на 100 %, т.е. полностью включать/выключать светодиод (см. рис. 9). В низкоомном состоянии ток неосновных носителей ниже порогового значения, поэтому интенсивность ЭЛ-излучения равна нулю, в высокоомном состоянии магниторезистивного элемента ток неосновных носителей становится выше порогового, что позволяет зарегистрировать ЭЛ. При повышении тока выше порогового значения электролюминесцентное излучение регистрируется как в низкоомном, так и в высокоомном состояниях магниторезистивного элемента, различаются лишь значения интенсивности (красная кривая на рис. 10). Таким образом, при низком значении тока МР ССИД управляется в режиме включения/выключения, при повышенном значении тока варьируется интенсивность ЭЛ. Подробно зависимость интенсивности от тока через структуру рассмотрена в работе [49].

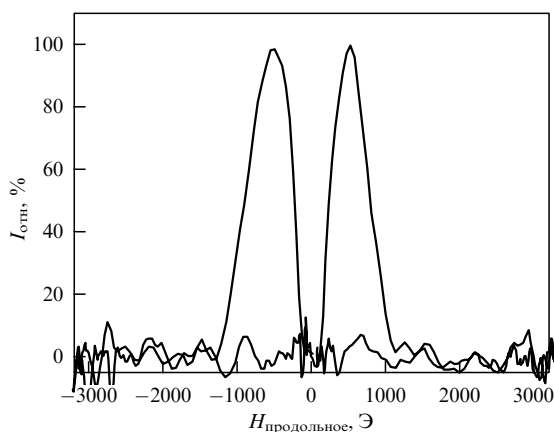


Рис. 9. Зависимость относительной интенсивности ЭЛ от продольного магнитного поля. Температура измерения 10 К. Ток через образец 36 мА.

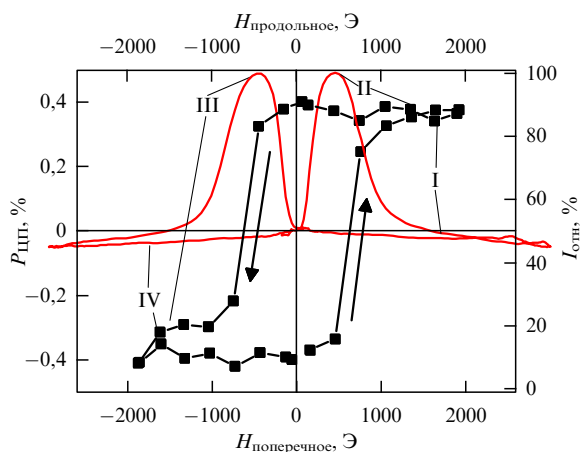


Рис. 10. Зависимости степени циркулярной поляризации $P_{\text{ЦП}}$ от поперечного магнитного поля при нулевом продольном поле (слева) и интенсивности ЭЛ от продольного магнитного поля при нулевом поперечном поле (справа). Температура измерения 10 К. Ток через образец 38 мА.

Отметим, что приложение поперечного магнитного поля к структуре не позволяет перемагнитить магниторезистивный элемент, по этой причине интенсивность ЭЛ во всём диапазоне величин перпендикулярного магнитного поля ($\pm 0,3$ Тл) остаётся неизменной.

3.3. Управление степенью циркулярной поляризации электролюминесценции

При введении магниторезистивного спинового светоизлучающего диода в магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности, переключения намагниченностей слоёв магниторезистивного элемента не происходит, как было показано выше. Поэтому перпендикулярная компонента магнитного поля не изменяет интенсивность электролюминесценции. В то же время в используемом диапазоне магнитных полей обеспечивается намагничивание до насыщения ферромагнитного контакта CoPd. В результате при приложении прямого смещения к устройству в перпендикулярном магнитном поле осуществляется инжекция спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного контакта CoPd в активную область светоизлучающей структуры и рекомбинация с испусканием частично циркулярно поляризованного излучения. Меняя полярность магнитного поля на противоположную, можно перемагнитить ферромагнитный контакт CoPd и изменить знак циркулярной поляризации. Таким образом, светодиод испускает преимущественно право- или левоциркулярно поляризованное излучение. Значение степени циркулярной поляризации ЭЛ рассчитывается в соответствии с соотношением (24). Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации $P_{\text{ЦП}}(H)$ представлена на рис. 10 (чёрная кривая).

Видно, что величина степени циркулярной поляризации $P_{\text{ЦП}}$ нелинейно зависит от магнитного поля. Кроме того, на зависимости $P_{\text{ЦП}}(H)$ присутствует петля гистерезиса. Величина коэрцитивной силы составляет ~ 700 Э. Максимальное значение $P_{\text{ЦП}}$ составляет 0,4 %. При приложении продольного магнитного поля к структуре величина $P_{\text{ЦП}}$ остаётся неизменной в использованном диапазоне полей.

Рисунок 10 иллюстрирует сводный результат исследований магниторезистивного спинового светоизлучающего диода. На рисунке приведено наложение зависимостей интенсивности ЭЛ от продольного магнитного поля (см. рис. 9) и степени циркулярной поляризации от поперечного магнитного поля. Римскими цифрами обозначены возможные состояния устройства: I — правая циркулярная поляризация с низкой интенсивностью излучения, II — правая циркулярная поляризация с высокой интенсивностью излучения, III — левая циркулярная поляризация с высокой интенсивностью излучения и IV — левая циркулярная поляризация с низкой интенсивностью излучения. В каждом из указанных состояний диод может находиться достаточно длительное время (до нескольких суток) при поддержании необходимых значений магнитного поля (~ 450 Э для продольного поля, управляющего интенсивностью, и 0 Э для поперечного поля, управляющего циркулярной поляризацией).

Отметим, что для одновременной регистрации состояния интенсивности и циркулярной поляризации электролюминесценции во всех состояниях магниторезистивного элемента величина тока через образец должна превышать пороговое значение, но общее изменение интенсивности должно быть менее 100 %. Именно такой режим показан на рис. 10, ток диода более 36 мА (38 мА). Максимальное изменение интенсивности в этом случае составило 60 %.

Предложенная схема сопоставима по интенсивности электролюминесценции с аналогичными светоизлучающими диодами [53], но уступает по максимальному значению степени циркулярной поляризации (например, [3, 18]). Подчеркнём, что в работах, посвящённых измерениям циркулярно поляризованной электролюминесценции, интенсивность излучения не анализируется, а при анализе светоизлучающих диодов не исследуются поляризационные характеристики. Особенностью исследованной структуры является возможность одновременного варьирования как интенсивности, так и циркулярной поляризации света. С практической точки зрения принципиальная демонстрация магниторезистивного спинового светоизлучающего диода в четырёх устойчивых состояниях может быть использована для беспроводной магнитометрии, а также для записи и передачи информации. Обычно в спинтронике используется бинарное кодирование, при котором прибор находится в одном из двух устойчивых состояний. Исследуемая структура позволяет реализовать четверичную систему, в которой каждое из четырёх состояний может сохраняться достаточно долго, а возможность циркулярно поляризованной эмиссии обеспечивает передачу записанной информации посредством интенсивности и циркулярной поляризации света. Это обеспечит двукратное повышение информационной ёмкости без изменения площади структуры.

4. Заключение

В настоящей работе рассмотрены фундаментальные физические принципы, лежащие в основе функционирования базовых элементов спинтроники: магниторезистивный эффект, инжекция спин-поляризованных носителей заряда из намагниченного ферромагнитного электрода, излучательная рекомбинация с участием спин-поляризованных носителей. Сформирована и исследо-

вана интегральная структура, в которой реализованы все вышеперечисленные явления, — магниторезистивный спиновый светоизлучающий диод. Структура представляет собой последовательно соединённые магниторезистивный элемент и спиновый светоизлучающий диод на основе системы металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник в микромасштабном интегральном исполнении. Показано, что внешнее магнитное поле, направленное в плоскости слоёв, позволяет модулировать сопротивление магниторезистивного элемента (высокое или низкое сопротивление) и тем самым управлять интенсивностью электролюминесценции диода. Магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости слоёв, обеспечивает намагничивание магнитного контакта спинового светоизлучающего диода и спиновую инжекцию, сопровождающуюся испусканием циркулярно поляризованного света. В результате сформирован прибор, который может находиться в четырёх устойчивых магнитных состояниях (высокая – низкая интенсивность, "положительная" – "отрицательная" циркулярная поляризация), что представляется перспективным для схемотехники цифровой оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 21-79-20186.

Список литературы

- Žutić I, Fabian J, Das Sarma S *Rev. Mod. Phys.* **76** 323 (2004)
- Захарченя Б П, Майер Ф (Ред.) *Оптическая ориентация* (Л.: Наука, 1989); Meier F, Zakharchenya B P (Eds) *Optical Orientation* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 8) (Amsterdam: North-Holland, 1984)
- Holub M, Bhattacharya P *J. Phys. D* **40** R179 (2007)
- Sinova J et al. *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213 (2015)
- Nagaosa N et al. *Rev. Mod. Phys.* **82** 1539 (2010)
- Kudrin A V et al. *Phys. Rev. B* **90** 024415 (2014)
- Datta S *Nat. Electron.* **1** 604 (2018)
- Sato S, Tanaka M, Nakane R *Phys. Rev. B* **102** 035305 (2020)
- Islam Md E, Hayashida K, Akabori M *AIP Advances* **9** 115215 (2019)
- Dyakonov M I, cond-mat/0401369; in *Future Trends in Microelectronics: the Nano, the Giga, and the Ultra* (Eds S Luryi, J Xu, A Zaslavsky) (Hoboken, NJ: Wiley, 2004) p. 157
- Awschalom D D, Flatté M E *Nature Phys.* **3** 153 (2007)
- Yadav M K et al. *Mater. Sci. Eng. B* **303** 117293 (2024)
- Maekawa S (Ed.) *Concepts in Spin Electronics* (Ser. on Semiconductor Science and Technology, Vol. 13) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2006)
- Аронов А Г, Пикус Г Е *Физика и техника полупроводников* **10** 1177 (1976); Aronov A G, Pikus G E *Sov. Phys. Semicond.* **10** 698 (1976)
- Young D K et al. *Semicond. Sci. Technol.* **17** 275 (2002)
- Crooker S A et al. *Science* **309** 2191 (2005)
- Юрьев Ю В *Световые волны и фотоны* (М.: МФТИ, 2010)
- Salis G et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 262503 (2005)
- Lampel G *Phys. Rev. Lett.* **20** 491 (1968)
- Fiederling R et al. *Nature* **402** 787 (1999)
- Ohno Y et al. *Nature* **402** 790 (1999)
- Ennen I et al. *Sensors* **16** 904 (2016)
- Dagotto E *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance: the Physics of Manganites and Related Compounds* (Springer Ser. in Solid-State Sciences, Vol. 136) (Berlin: Springer-Verlag, 2003) <https://doi.org/10.1007/978-3-662-05244-0>
- Tian Y, Yan S *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **56** 2 (2013)
- Edwards D M, Mathon J, Muniz R B *IEEE Trans. Magn.* **27** 3548 (1991)
- Mathon J *Contemp. Phys.* **32** 143 (1991)
- Sato H et al. *Superlatt. Microstruct.* **4** 45 (1988)
- Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
- Binasch G et al. *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
- Bruno P *Phys. Rev. B* **49** 13231 (1994)
- Миляев М А, Наумова Л И, Устинов В В *Физика металлов и металловедение* **119** 1224 (2018); Milyaev M A, Naumova L I, Ustinov V V *Phys. Met. Metallogr.* **119** 1162 (2018)
- Sharko S A et al. *J. Alloys Compd.* **846** 156474 (2020)
- Chung K H, Kim S N, Lim S H *Thin Solid Films* **650** 44 (2018)
- Hanbicki A T et al. *Appl. Phys. Lett.* **80** 1240 (2002)
- Oh E et al. *J. Appl. Phys.* **106** 043515 (2009)
- Liang S H et al. *Phys. Rev. B* **90** 085310 (2014)
- Baidus N V et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 181118 (2006)
- Mustaqeem M et al. *Adv. Funct. Mater.* **33** 2213587 (2023)
- Appelbaum I et al. *Appl. Phys. Lett.* **83** 4571 (2003)
- Saha D, Basu D, Bhattacharya P *Appl. Phys. Lett.* **93** 194104 (2008)
- Кудрин А В и др. *Письма в Журн. технической физики* **37** (24) 57 (2011); Kudrin A V et al. *Tech. Phys. Lett.* **37** 1168 (2011)
- Sun D et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 042411 (2013)
- Sun D et al. *SPIN* **4** 1450002 (2014)
- Takeshi M "Magnetic-infrared-emitting diode", Patent US-4450460-A (2008)
- Xuan R et al. "Light emitting device within magnetic field", Patent WO2009089739A1 (2009)
- Tae L W et al. "Semiconductor light-emitting device", Patent US-10636940-B2 (2015)
- Dorokhin M V et al. *Ann. Physik* **536** 2300480 (2024)
- De Souza J P, Danilov I, Boudinov H *Appl. Phys. Lett.* **68** 535 (1996)
- Ved M et al. *Appl. Phys. Lett.* **118** 092402 (2021)
- Livingstone A W, Turvey K, Allen J W *Solid-State Electron.* **16** 351 (1973)
- Card H C, Rhoderick E H *Solid-State Electron.* **16** 365 (1973)
- Card H C, Smith B L J. *Appl. Phys.* **42** 5863 (1971)
- Дорохин М В и др. *Поверхность. Рентген., синхрон. и нейтрон. исслед.* (5) 34 (2010); Dorokhin M V et al. *J. Surf. Investig.* **4** 390 (2010)

Magnetically controlled spin light-emitting diode

M.V. Dorokhin^(a), M.V. Ved^(b), P.B. Demina^(c), Yu.M. Kuznetsov^(d), A.V. Kudrin^(e),

A.V. Zdoroveyshchev^(f), D.A. Zdoroveyshchev^(g), N.V. Baidus^(h), I.L. Kalentyeva⁽ⁱ⁾
Lobachevsky State University, prosp. Gagarina 23, 603022 Nizhny Novgorod, Russian Federation

E-mail: ^(a)dorokhin@nifti.unn.ru, ^(b)ved@nifti.unn.ru, ^(c)demina@phys.unn.ru, ^(d)yurakz94@list.ru, ^(e)kudrin@nifti.unn.ru,

^(f)zdorovei@nifti.unn.ru, ^(g)daniel.zdorov@gmail.com, ^(h)bnv@nifti.unn.ru, ⁽ⁱ⁾istery@rambler.ru

The fundamental physical principles underlying the operation of basic elements of spintronics are considered, including the giant magnetoresistance effect, injection of spin-polarized charge carriers from a magnetized ferromagnetic contact, and radiative recombination in semiconductors involving spin-polarized carriers. An integrated GaAs-based structure implementing all of the above phenomena, a magnetoresistive spin light-emitting diode, has been fabricated and investigated. As an electrical circuit, the device under consideration is a magnetoresistive element and a metal/tunnel-thin dielectric/semiconductor light-emitting diode connected in series. It is shown that a magnetic field directed in the plane of the layers changes the state of the magnetoresistive element (high or low resistance) and thus allows controlling the intensity of electroluminescence. A magnetic field directed perpendicular to the plane of the layers ensures magnetization of the magnetic contact of the light-emitting diode and spin injection, accompanied by the emission of circularly polarized light. The resulting device can find itself in four stable magnetic states (high-low intensity, 'positive' – 'negative' circular polarization). Such a structure can serve as a basis for magnetic recording and information transmission elements, in which four stable states form quaternary instead of binary logic.

Keywords: spintronics, spin injection, spin transport, magnetically controlled LEDs, spin light-emitting diodes, magnetoresistive elements

PACS number: 85.70.Sq

Bibliography — 53 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (5) 543 – 556 (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039886>

Received 3 September 2024, revised 22 January 2025

Physics – Uspekhi **68** (5) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.03.039886>