

УДК 537.11

Ю.А. Данилов**МАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ
ДЛЯ ПРИБОРОВ СПИНТРОНИКИ**

Проведен анализ физических и технологических проблем, возникающих при изготовлении приборов полупроводниковой спиновой электроники. Предложен и апробирован лазерный метод формирования слоев полупроводников A^3B^5 , сильнолегированных марганцем. Метод не требует дорогостоящей аппаратуры, как при молекулярно-лучевой эпитаксии, и обладает достаточно большой производительностью. Показано, что слои $InMnAs$ и $GaMnAs$, полученные лазерным нанесением, являются ферромагнетиками с температурой Кюри 310 и 60 К соответственно. Рассмотрены особенности формирования спиновых светоизлучающих диодов на основе гетеронаноструктур с квантовой ямой $InGaAs/GaAs$ и их основные характеристики.

Ключевые слова: спинтроника, ферромагнитные полупроводники, лазерное нанесение, МОС-гидридная эпитаксия, квантовая яма, спиновый светоизлучающий диод.

Введение. Спинтроника является одним из наиболее стремительно развивающихся направлений, призванных решить проблемы, с которыми сталкивается современная микроэлектроника. Термин спинтроника (spintronics, spin-electronics) означает мультидисциплинарную область науки и технологии, находящуюся на стыке физики магнетизма, оптоэлектроники и микроэлектроники. Центральное место в спинтронике занимает активное использование спиновой степени свободы в твердотельных системах. Во многих обзорах (см., например, [1]), посвященных спинтронике, считается, что ее история начинается со статьи, опубликованной в 1988 году группой под руководством лауреата Нобелевской премии (2007 г.) проф. А. Ферта [2]. В этой работе описан эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) в многослойных структурах Fe/Cr (Fe – ферромагнетик, Cr – антиферромагнетик), нанесенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложки GaAs (100). В работе сделана только предварительная качественная интерпретация явления ГМС, но уже используется мысль, что прохождение электронов между слоями Fe зависит от направления их спина по отношению к намагниченности, а именно: сопротивление структуры уменьшается, когда внешним магнитным полем векторы намагниченности в слоях Fe делаются параллельными. Уже в 1991 году фирма IBM приступила к разработке приборов на основе установленного эффекта. В результате в настоящее время считывающие головки жестких

дисков практически в большинстве компьютеров изготавливаются на эффекте ГМС.

На самом деле история спинтроники началась гораздо раньше 1988 года и при самом активном участии научных коллективов России. Так, в 1970-80-х годах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе под руководством Б.П. Захарчени был выполнен цикл работ по оптической ориентации спинов электронов [3]. В этом же институте были рассмотрены основные механизмы спиновой релаксации, два из которых носят имена сотрудников ФТИ им. А.Ф. Иоффе (механизмы Дьяконова-Переля и Бира-Аронова-Пикуса). Классическим, признанным во всем мире трудом является монография «Магнетизм» [4] С.В. Вонсовского (Институт физики металлов Уральского отделения АН). Результаты ранних теоретических и экспериментальных работ по физике магнитных полупроводников приведены в книге Э.Л. Нагаева «Физика магнитных полупроводников», опубликованной в 1979 году [5].

Приборы спинтроники. Первая генерация приборов спинтроники включала в себя исключительно металлические системы [6]. Во-первых, это спиновые клапаны, работа которых основана на эффекте гигантского магнитосопротивления. Типичная структура спинового клапана включает несколько слоев. Нижний из четырех слоев является антиферромагнетиком, он фиксирует направление намагниченности нижнего ферромагнитного слоя, который отделен от верхнего ферромагнитного слоя спейсером. Внешнее магнитное поле может

достаточно легко изменить направление намагниченности «свободного» ферромагнитного слоя. При параллельной направленности намагниченностей «свободного» и «закрепленного» ферромагнитных слоев сопротивление структуры минимально, в противном случае оно больше. В современных спиновых клапанах магнитосопротивление составляет $\geq 20\%$ при комнатной температуре в невысоких магнитных полях ($\sim 20 - 50$ Э).

Более новой модификацией спинового клапана является структура, в которой два ферромагнитных слоя с различным коэрцитивным полем разделены диэлектрической (Al_2O_3) туннельно-прозрачной пленкой. Потери спиновой ориентации электронов при туннелировании незначительны, а эффект ГМС значителен (типично 100% в поле 150 Э).

Другими примерами металлических приборов спинтроники являются спиновые транзисторы [6, 7].

Спиновый полевой транзистор. Более перспективным представляется спиновый полевой транзистор (СПТ), предложенный в 1990 году Даттой и Дасом [8]. Транзистор Датты-Даса похож на обычный полевой транзистор: он имеет исток, сток и канал между ними с управляемой проводимостью. Однако контакты СПТ являются ферромагнитными, спин-селективными, т.е. способными инжектировать или принимать только одну спиновую компоненту распределения носителей. Их идея была такова, что возможно управление прецессией спинов электронов при их движении в канале прибора. Датта и Дас обратили внимание на то, что приложенное напряжение затвора V_G управляет спин-орбитальным взаимодействием электронов внутри канала (т.н. эффект Рашбы).

Для успешной реализации СПТ необходимо обеспечить четыре фундаментальных процесса:

- инжекцию спин-поляризованных носителей из истока в канал;
- спин-когерентный перенос носителей в канале;
- контроль спиновой прецессии;
- спин-селективное детектирование спиновой ориентации носителей, достигающих стока.

Принцип контроля затвором в СПТ состоит в следующем. Большинство полупроводников A^3B^5 имеют структуру сфалерита, асимметричную по отношению к инверсии. В гетероструктурах инверсионная асимметрия может возникать также за счет асимметричных квантовых ям или влияния электрического поля поверхности. Тогда для двумерного газа носителей возникает дополнительное спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, которое описывается включением в

гамильтониан, помимо оператора кинетической энергии, слагаемого Рашбы. В геометрии, когда ось x направлена вдоль канала СПТ, а ось y – перпендикулярно к поверхности прибора, слагаемое Рашбы будет равно $\alpha \sigma_z k_x$, где α – константа взаимодействия Рашбы, σ – компоненты спиновой матрицы Паули, k – волновой вектор носителя. Рассмотрение электрона, движущегося в направлении x с $k_x \neq 0$ и $k_z = 0$, приводит к тому, что, если есть компонента “-z” поляризации электронов, то энергия основного состояния увеличивается на αk_x , а для “+z” поляризованных электронов уменьшается на ту же величину αk_x . Это соответствует тому, что электрон «чувствует» некое эффективное магнитное поле B_z , пропорциональное k_x : $\alpha \cdot k_x \rightarrow \mu_B \cdot B_z$ (здесь μ_B – магнетон Бора). На языке классики процесс можно представить как прецессию магнитного момента, направленного вдоль оси x , в перпендикулярном магнитном поле B_z .

Величина коэффициента α зависит [9] от формы потенциала внутри квантовой ямы (КЯ), а также от разности эффективных масс и скачка края зон на границе гетероперехода, формирующего КЯ. Величину константы спин-орбитального взаимодействия Рашбы можно изменять, изменяя форму квантовой ямы электрическим полем, приложенным перпендикулярно к плоскости двумерного газа.

Однако следует отметить, что спиновый полевой транзистор до сих пор не реализован. Это является следствием ряда существенных трудностей, среди которых можно отметить трудность эффективной инжекции спин-поляризованных носителей из ферромагнитного истока в двумерный канал, которую, в основном, связывают с проблемой так называемого «рассогласования проводимостей» между слоем металла и полупроводником [7]. Дополнительная причина подавления спиновой инжекции в контактах «металл/полупроводник» – это неидеальная граница раздела (спиновое рассеяние на самой границе раздела). Аналогичные трудности возникают и при детектировании спиновой поляризации (вторая граница раздела «полупроводник/ферро-магнитный металл»).

Можно указать один из наиболее перспективных путей преодоления этих трудностей: использование ферромагнитных полупроводников в качестве областей истока и стока (для существенного уменьшения рассогласования проводимостей).

Спиновый свето-излучающий диод. В основе работы спинового свето-излучающего

диода (ССИД) лежит явление формирования циркулярно-поляризованного излучения в результате рекомбинации спин-ориентированных носителей. Для электронных переходов выполняется правило отбора [3]. В частности, в прямозонном полупроводнике типа GaAs при переходах вблизи $\vec{k} = 0$ могут быть реализованы следующие ситуации. Для электронов зоны проводимости n^- (подзона с магнитным квантовым числом $m_j = -1/2$) возможен переход в состояние $m_j = -3/2$ в валентной зоне с образованием фотона со спином $S_{ph} = 1$ (поляризация излучения σ^+), и относительная интенсивность этого перехода равна 3. Импульс сохраняется, поскольку $-1/2 = 1 + (-3/2)$. Аналогично, для электронов другой спиновой подзоны n^+ ($m_j = +1/2$) возможен переход в состояние $m_j = -1/2$ с образованием фотона с $S_{ph} = 1$ (также σ^+ поляризация), и интенсивность этого перехода равна 1. Для электронов n^- ($m_j = -1/2$) возможен и переход в состояние $m_j = +1/2$ с образованием фотона с $S_{ph} = -1$ (поляризация σ^-); интенсивность этого перехода равна 1. Для электронов n^+ ($m_j = +1/2$) возможен переход в состояние $m_j = +3/2$ с образованием фотона с $S_{ph} = -1$ (поляризация σ^-), и интенсивность этого перехода равна 3. В том случае, когда в светоизлучающий слой гетероструктуры (чаще всего это – квантовая яма - КЯ) инжектируются неполяризованные по спину носители, интенсивности переходов с образованием циркулярного левополяризованного (σ^+ поляризация) и правополяризованного (поляризация σ^-) излучения одинаковы, т.е. получается неполяризованное излучение. Ситуация меняется, если инжектируются поляризованные по спину электроны (или дырки). В результате рекомбинации носителей преобладает либо право- либо левополяризованное излучение, степень поляризации

которого определяется как $P_{circ} = \frac{(I^+ - I^-)}{(I^+ + I^-)}$, где I^+ соответствует поляризации света σ^+ , а I^- - поляризации σ^- .

В группе эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ были выполнены разработки ССИД двух типов.

Первый тип приборов содержит в качестве инжектора ферромагнитный металлический (ФМ) слой (Co или Ni), а инжекция спин-ориентированных дырок происходит с помощью барьера Шоттки (рисунок 1). Критическим элементом такой структуры является гетеропереход «ферромагнитный металл/полупроводник».

Как показали наши эксперименты [10], на границе раздела ФМ/GaAs для Co или Ni образуется так называемый «магнито-мертвый» слой. Причина его появления заключается в перемешивании, возможно, с образованием фаз соединений ФМ металла с компонентами полупроводника. Это приводило к невысокой степени поляризации носителей, инжектированных в КЯ. Нами предложены [11] трехслойные контакты Шоттки, в которых ФМ металл отделен от GaAs тонким слоем Au. Сверху ФМ металл закрыт от окисления также тонким слоем Au.

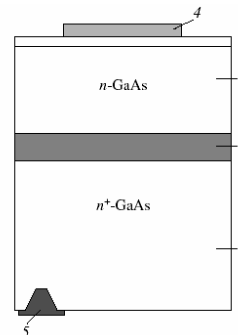


Рисунок 1 - Схема ССИД: 1 – подложка; 2 – КЯ; 3 – покровный слой; 4 – металлический контакт Шоттки; 5 – омический контакт к подложке

В диодах с трехслойными металлическими электродами, квантовой ямой $In_xGa_{1-x}As$ на подложке $n-GaAs$ в геометрии Фарадея (магнитное поле перпендикулярно к поверхности, а излучение выводится через подложку) наблюдается эффективная поляризация электролюминесценции (ЭЛ) при прямом смещении на верхнем электроде (рисунок 2). Т.о., мы имеем дело со спиновой поляризацией инжектированных дырок. Степень поляризации ЭЛ в наших структурах зависела от величины приложенного магнитного поля и от температуры и достигала 40 %.

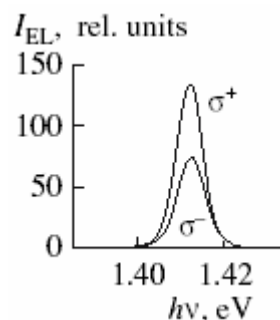


Рисунок 2 – Спектры ЭЛ диодов с контактом Шоттки Au/Co/Au в магнитном поле для двух поляризаций

Второй тип разработанного нами спинового светодиода [12-14] представляет собой вариант структуры с комбинированным инжектором, состоящим из Au/GaAs барьера Шоттки, ин-

жектирующего дырки в квантовую яму InGaAs/GaAs. Спиновая поляризация дырок достигается введением вблизи КЯ дельта<Mn>-легированного слоя. Схема прибора показана на рисунке 3.

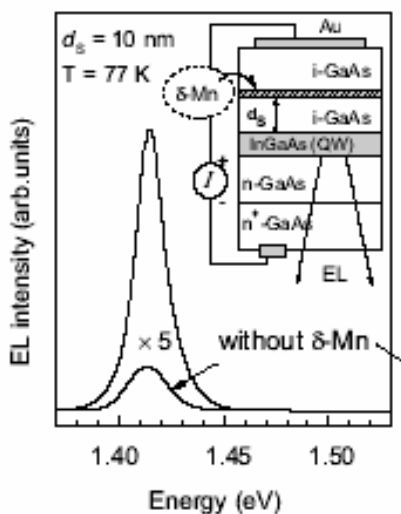


Рисунок 3 - Схема спинового светоизлучающего диода с дельта<Mn>-легированным слоем

Для поляризации носителей используется геометрия Фарадея, а излучение КЯ выводится через подложку *n*-типа. Дополнительным преимуществом введения дельта<Mn>-легированного слоя является существенное увеличение интенсивности ЭЛ светодиода и снижение порогового тока. Установлено, что определяющим параметром для получения высокой степени циркулярной поляризации излучения является толщина (d_s) спейсерного слоя между КЯ и дельта<Mn>-легированным слоем. На рисунке 4 показано, что оптимальная величина d_s в структурах такого типа составляет 3 – 5 нм, а степень циркулярной поляризации излучения достигает 48 %.

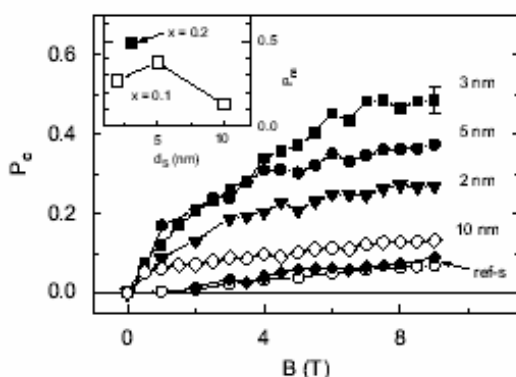


Рисунок 4 - Зависимость степени циркулярной поляризации излучения от величины магнитного поля при различных значениях толщины спейсера

Описанные выше приборы спинтроники (спиновый клапан, спиновый полевой транзистор и спиновый светоизлучающий диод) являют-

ся наиболее известными. Можно также указать, что ведутся разработки и некоторых других приборов, основанных на использовании спиновой степени свободы электронов: спиновый инжекционный лазер и ячейки (кубиты) полупроводникового квантового компьютера, принципы работы которых описаны в [9], спиновые фильтры, магнитные биполярные транзисторы и спиновые транзисторы на горячих электронах [1].

Необходимо отметить, что разработка новых и совершенствование параметров уже предложенных приборов спинтроники зависит от успехов в области материаловедения ферромагнитных полупроводников. Здесь мы рассмотрим некоторые вопросы получения и свойства слоев ферромагнитных полупроводников на базе соединений A^3B^5 .

Ферромагнитные полупроводники. Современная генерация ферромагнитных полупроводников основана на сплавлении немагнитных полупроводников с магнитными элементами (главным образом, с переходными металлами). Такие сплавы обычно называются разбавленными магнитными полупроводниками (diluted magnetic semiconductors, РМП), т.к. обычно используются только малые количества магнитных элементов. Обнаружение ферромагнетизма в РМП A^3B^5 (In,Mn)As и (Ga,Mn)As в середине 1990-х годов открыло уникальные возможности введения ферромагнитных областей для использования в приборах. Если брать наиболее привлекательный РМП (Ga,Mn)As, то типичной температурой Кюри, достигнутой в ряде лабораторий мира, считается 110 К. Ведутся интенсивные исследования по разработке способов увеличения T_C , хотя и уже достигнутое значение позволяет разрабатывать приборы, работающие при температуре жидкого азота.

Чтобы изготовить из немагнитных полупроводников A^3B^5 магнитные, необходимо преодолеть низкий предел растворимости магнитных примесей (для Mn в GaAs $C_{max} \approx 8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) в решетке соединений A^3B^5 . Основным методом получения слоев $(A^3,Mn)B^5$ является метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Уменьшение температуры осаждения до 250°C было ключевым фактором для подавления термодинамически стабильных соединений типа MnAs и для формирования однородного сплава. Эта температура подложки, $\approx 250^\circ\text{C}$, была еще достаточно высока для осуществления эпитаксиального выращивания монокристалла на ориентирующей подложке. Марганец в этих сплавах (In,Mn)As и (Ga,Mn)As не только предоставляет локализованные магнитные моменты, но и является акцептором, приводя к созданию дырок в

валентной зоне. Общепринятое мнение состоит в том, что ферромагнитное взаимодействие в магнитных полупроводниках A^3B^5 индуцировано носителями (косвенное взаимодействие или модель Рудермана-Киттеля-Касуйи-Йосиды).

В нашей группе была разработана оригинальная технология формирования слоев магнитных полупроводников, заключающаяся в лазерном распылении твердотельных мишеней в потоке водорода при давлении, близком к атмосферному [15]. Распыление мишеней из GaAs (или InAs) и Mn осуществлялось импульсным АИГ:Nd лазером при температурах подложки (в качестве которой служил, как правило, полуизолирующий GaAs) 280 - 350°C. Были отработаны условия формирования (концентрация марганца и температура осаждения) для получения слоев GaMnAs и InMnAs с концентрацией марганца порядка 10 - 20 ат. %. Магнитооптические измерения (меридиональный магнитооптический эффект Керра) однозначно показали, что для слоев GaMnAs и InMnAs, выращенных при указанных выше условиях, магнитополевые зависимости угла вращения плоскости поляризации лазерного излучения имели вид петли гистерезиса при температурах вплоть до комнатной.

Для измерения электрических параметров слоев РМП, как правило, используется эффект Холла. Эффект Холла в магнитных материалах является суммой ординарной и аномальной частей. Часто слоевое холловское сопротивление

R_H выражается как
$$R_H = \frac{R_o}{d} \cdot B + \frac{R_M}{d} \cdot M.$$

Здесь R_o – ординарный коэффициент Холла, B – магнитное поле, R_M – аномальный коэффициент Холла, d – толщина слоя; M – намагниченность, перпендикулярная к плёнке.

Было показано [16], что в слоях InMnAs с содержанием марганца ≥ 9 ат.% наблюдался аномальный эффект Холла при температурах от 10 К до комнатной. На рисунке 5 представлен типичный вид магнитополевой зависимости сопротивления Холла. Зависимость $R_H(H)$ является нелинейной с петлей гистерезиса вследствие гистерезисного характера магнитополевой зависимости намагниченности M . Такой характер зависимости сопротивления Холла от магнитного поля позволяет заключить, что слои являются ферромагнитными вплоть до комнатной температуры. Следует отметить, что аномальный эффект Холла при комнатной температуре в InMnAs наблюдается впервые.

Температурные зависимости сопротивления слоев InMnAs имеют полупроводниковый харак-

тер: с понижением температуры увеличивается сопротивление слоев, что связано с вымораживанием носителей.

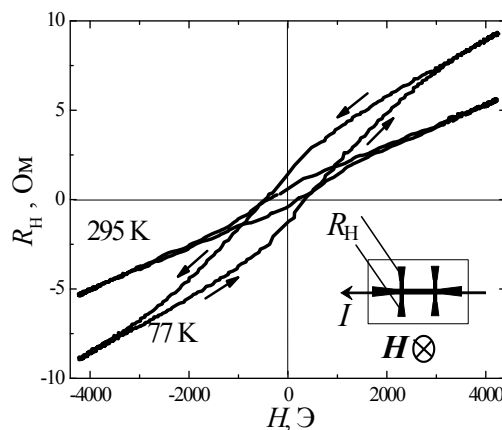


Рисунок 5 – Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для слоя InMnAs (20 ат.% Mn) при двух температурах измерений

В отличие от слоев InMnAs с примерно равным количеством введенного марганца, в слоях GaMnAs аномальный эффект Холла наблюдался лишь при температурах ниже 60 К, следовательно, температура Кюри этих слоев меньше 60 К [17]. В слоях GaMnAs наблюдался эффект отрицательного магнетосопротивления, т.е. происходило снижение сопротивления слоев в магнитном поле, что, как и аномальный эффект Холла, характерно для магнитных полупроводников.

В заключение отметим, что в ферромагнитных полупроводниках наблюдался целый ряд интересных эффектов [18]: управление температурой ферромагнитного перехода электрическим полем или освещением. В частности, очень перспективна система «ферромагнитный полупроводник - сегнетоэлектрик».

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00548 и 08-02-97038 р_Поволжье, АВЦП «Развитие потенциала высшей школы» (грант 2.2.2.2/4297) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

Библиографический список

1. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. – 2004. – V.76, N.2. – P.323-410.
2. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // Phys. Rev. Letters. – 1988. – V. 61, N. 21. – P. 2472-2475.
3. Оптическая ориентация / Ред. Б.П. Захарченя, Ф.Майер. - Л.: Наука, 1989. - 408 с.

4. *Вонсовский, С.В.* Магнетизм. - М.: Наука, 1971. - 1032 с.
5. *Нагаев Э.Л.* Физика магнитных полупроводников. - М.: Наука, 1979. - 431 с.
6. Spin electronics – a review / *J.F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, C. Dennis* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2002. - V.35. - P.R121-R155.
7. Semiconductor Spintronics and Quantum Computation. Ed. by *D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth*. Berlin: Springer, 2002. - 311 p.
8. *Datta, S.* Electronic analog of the electrooptic modulator / *S. Datta, B. Das* // Appl. Phys. Lett. – 1990. – V.56. – P.665-667.
9. *Демиховский В.Я.* Низкоразмерные структуры спинтроники. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2007. – 126 с.
10. Влияние свойств границы Ni(Co)/GaAs на эффективность спиновой инжекции в структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs / *М.В. Дорохин, П.Б. Демина, М.М. Прокофьева, Ю.А. Данилов* // Восьмая всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой оптики и наноэлектронике. Тезисы докладов. Санкт-Петербург: Изд-во Политехн.ун-та, 2006. - С.19.
11. Циркулярно-поляризованная электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур InGaAs/GaAs с контактом Шоттки «ферромагнитный металл/GaAs» / *М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский, Н.В. Байдусь, Ю.А. Данилов, П.Б. Демина, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова* // Письма в Журнал технической физики. – 2006. - Т.32, в.24. - С.46-52.
12. Circularly polarized electroluminescence in LED heterostructures with InGaAs/GaAs quantum well and Mn δ -layer / *Zaitsev S.V., Kulakovskii V.D., Dorokhin M.V., Danilov Yu.A., Demina P.B., Sapozhnikov M.V., Vikhrova O.V., Zvonkov B.N.* // Physica E. – 2009. – V.41, N.4. – P.652-654.
13. Emission properties of InGaAs/GaAs heterostructures with delta<Mn>-doped barrier / *M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, V.D. Kulakovskii, O.V. Vikhrova, S.V. Zaitsev, B.N. Zvonkov* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. - V.41. - P.245110 - 245114.
14. Излучательные свойства квантовых ям GaAs/InGaAs с GaAs барьером, δ -легированным атомами Mn / *Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Демина П.Б., Дорохин М.В., Звонков Б.Н., Прокофьева М.М., Дроздов Ю.Н., Сапожников М.В.* // Известия РАН. Серия Физическая. – 2009. – Т.73, в.1. – С.16-19.
15. Применение лазерного распыления для получения полупроводниковых наногетероструктур / *Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, В.В. Подольский, М.В. Сапожников* // Оптический журнал. – 2008. - Т.75, в.6. - С.56-61.
16. Ферромагнетизм при комнатной температуре в слоях InMnAs / *О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, А.В. Кудрин, В.В. Подольский, Ю.Н. Дроздов, М.В. Сапожников, С. Moura, М.И. Vasilevskiy, М.П. Темиряева* // Физика твердого тела. – 2008. - Т.50, в.1. - С.50-53.
17. Ферромагнетизм в слоях GaMnAs, нанесенных методом лазерной эпитаксии / *О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, Б.Н. Звонков, В.И. Ковалев, З.Э. Кунькова, В.В. Подольский, М.В. Сапожников, А.И. Сучков, М.П. Темиряева* // Известия РАН. Сер. Физическая. – 2007. - Т.71, в.1. - С.37-39.
18. III-V Ferromagnetic Semiconductors / *F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl* // Handbook of Magnetic Materials. V.14, ed. *K.H.J. Buschow*. Elsevier, 2002. Chap.1. – P.1-88.