

СПИН-ЗАВИСИМАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ДИНАМИКА В ГИБРИДНОЙ НЕРЕЗОНАНСНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ A^3B^5/A^2B^6

*В. Х. Кайбышев**, *А. А. Торопов*, *С. В. Сорокин*, *И. В. Седова*,

Г. В. Климко, *Я. В. Терентьев*, *С. В. Иванов*

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 15 сентября 2017 г.

Представлено экспериментальное исследование процессов электронной спиновой динамики в гибридной нерезонансной гетероструктуре, включающей слой разбавленного магнитного полупроводника A^2MnB^6 и асимметричную квантовую яму (КЯ) немагнитного полупроводника A^3B^5 . Нерезонансность структуры определялась тем, что уровень основного электронного состояния магнитного слоя приходится на область энергий возбужденных состояний немагнитной КЯ. Обнаружено, что поляризация электронов в основном термализованном состоянии КЯ не подвержена влиянию магнитной части структуры. Однако магнитная часть влияет на поляризацию электронов в возбужденном состоянии посредством процессов спиновой инжекции из магнитного полупроводника и замешивания электронных состояний магнитной и немагнитной подсистем структуры. Возможность управления поляризацией электронного спина через возбуждение носителей в область замешанных состояний наряду с отсутствием деполяризующего влияния магнитного полупроводника на носители в термализованном состоянии КЯ может быть использована при построении новых спинтронных приборов наряду с теми, которые используют процессы спиновой инжекции, оптической ориентации и деполяризации.

DOI: 10.7868/S0044451018020074

1. ВВЕДЕНИЕ

Гибридные полупроводниковые гетероструктуры, включающие соединения различных химических групп (например, A^3B^5 и A^2B^6), позволяют расширить технологические возможности при выборе дизайна полупроводниковых гетероструктур и, тем самым, получить характеристики, недоступные при использовании только изовалентных структур. В частности, в области спинтронных применений использование гибридных структур позволяет сочетать немагнитные соединения группы A^3B^5 с большими временами спиновой релаксации (как, например, GaAs), используемые в качестве материала активной области, с разбавленными магнитными полупроводниками A^2B^6 в качестве спинового инжектора или детектора (как, например, $Be_xMn_yZn_{1-x-y}Se$ [1]). Спиновый транспорт в ак-

тивную область обычно осуществляется прикладыванием к структуре внешнего электрического поля (электрическая спиновая инжекция) [1, 2]. Улучшение транспортных свойств гетероструктур предполагает размещение активной области максимально близко к гетеровалентному интерфейсу (ГИ) (вплоть до расстояний, обеспечивающих возможность туннельного транспорта), что приводит к влиянию профиля потенциала ГИ на динамику носителей в активной области, а также к туннельному связыванию электронных состояний в разных подсистемах гибридной структуры [3]. Максимальное взаимодействие между носителями в магнитной и активной областях структуры возникает в случае близости энергии основных электронных уровней, т. е. при реализации резонансной гибридной структуры. В этом случае происходит когерентное замешивание электронных состояний в магнитной и немагнитной подсистемах, что проявляется в эксперименте как модификация электронного g -фактора основного состояния немагнитной подсистемы [3]. Однако использование резонансных гибридных структур

* E-mail: kaibyshev@beam.ioffe.ru

затрудняется тем, что носители в активной области оказываются подвержены сильному обменному взаимодействию с магнитными ионами, что снижает время жизни спиновой поляризации [4]. Кроме того, описание спиновой динамики в таких структурах осложняется возможностью одновременного протекания в активной области нескольких процессов спиновой поляризации и релаксации носителей. Например, достаточно сложно экспериментально разделить модификацию g -фактора, связанную с проникновением волновой функции носителя в магнитную область, и модификацию, определяемую изменением конфигурации электронного состояния при замешивании. Кроме того, все рекомбинационные процессы, а также спектр собственных состояний в резонансных гибридных структурах подвержены сильному влиянию ГИ [5].

Альтернативой резонансным структурам являются нерезонансные гибридные гетероструктуры, в которых основные состояния двух электронных подсистем смещены относительно друг друга, что может позволить разделить процессы спиновой динамики за счет выбора энергии носителей. Кроме того, влияние ГИ можно дополнительно ослабить с помощью направленной инженерии волновых функций, например, в результате использования в качестве активной области асимметричной двойной КЯ. В подобной гибридной нерезонансной структуре с асимметричной КЯ наблюдалась значительная спиновая инжекция (порядка 30 %) в продольном магнитном поле $B = 4$ Тл [6], что означает высокую эффективность спинового туннельного транспорта и малый (на временах жизни излучающих состояний) вклад процессов спиновой релаксации.

В данной работе представлено сравнительное исследование методами поляризационной оптической спектроскопии процессов спиновой динамики в гибридной нерезонансной структуре (Al)GaAs/Zn(Mn,S)Se и референсной к ней изо-валентной структуре (без магнитной области). Такой подход позволил разделить и идентифицировать указанные процессы, а также определить их зависимость от наличия магнитной области и возбуждения электронов относительно основного состояния.

2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Дизайн гибридной структуры выбирался таким образом, чтобы обеспечить определенное относительное смещение электронных уровней основных

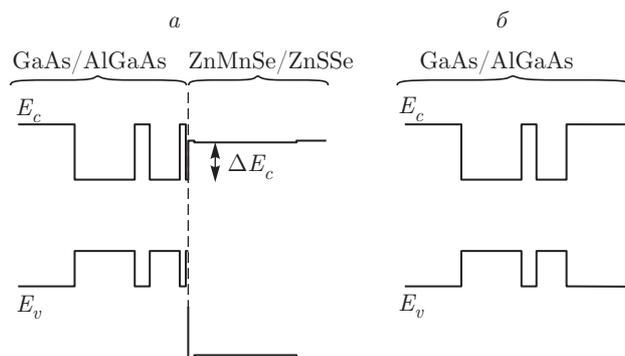


Рис. 1. Зонные диаграммы гибридной нерезонансной (а) и референсной (б) структур

состояний в немагнитной и магнитной частях структуры. При этом расчет электронного спектра осуществлялся в рамках приближения огибающих волновых функций при учете влияния условий формирования ГИ ZnSe/GaAs на разрыв зоны проводимости [7]. При выбранных параметрах основной электронный уровень магнитной части гибридной структуры находится вблизи третьего–четвертого электронных уровней немагнитной асимметричной КЯ. Структура была изготовлена методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) в двухкамерной установке с высоковакуумным каналом передачи между камерами (технологические особенности изготовления гибридных структур такого типа представлены в работе [8]) и содержала следующие функциональные области: двойную асимметричную КЯ GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As, слой парамагнитного полупроводника Zn_{0.93}Mn_{0.07}Se толщиной 40 нм и верхний закрывающий слой ZnS_{0.05}Se_{0.95} толщиной 200 нм, изорешеточный к GaAs. Основное назначение последнего слоя состояло в увеличении общей толщины материалов A²B⁶, необходимой для полного поглощения «магнитной» частью структуры света с энергией фотона выше края межзонного поглощения парамагнетика [6]. Асимметричная КЯ формировалась в виде широкой (10 нм) и узкой (5 нм) КЯ, разделенных туннельно-тонким барьерным слоем (2.5 нм). Волновые функции носителей в основном состоянии смещаются в область более широкой составляющей КЯ, поэтому узкая КЯ располагалась со стороны ближней к ГИ. Референсная структура состояла только из асимметричной КЯ GaAs/AlGaAs с параметрами близкими к активной области гибридной структуры и содержала верхний барьер AlGaAs увеличенной толщины (200 нм). На рис. 1 схематично представлены зонные диаграммы обеих структур.

Исследования проводились при гелиевых (2–10 К) температурах в магнитном оптическом криостате. Возбуждение фотолюминесценции (ФЛ) в структурах выполнялось излучением перестраиваемых титан-сапфирового лазера и лазера на красителях в непрерывном режиме с поддержанием постоянства мощности во всем диапазоне энергий возбуждения. Площадь пятна возбуждения на образцах составила около 0.25 мм². Поляризации света выделялись при помощи широкодиапазонных поляризаторов и четвертьволновых пластинок в геометрии близкой к рассеянию назад. Для регистрации спектров излучения использовались охлаждаемая ПЗС-камера и решеточный спектрограф. Измерения с временным разрешением проводились по методике скоррелированного по времени счета однофотонных импульсов (TCSPC), временное разрешение схемы составляло около 150 пс. В качестве источника фемтосекундных импульсов накачки использовался титан-сапфировый лазер ($\lambda \sim 700$ нм), работающий в режиме синхронизации мод.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для характеристики собственных электронных спектров исследуемых структур были измерены спектры ФЛ и возбуждения ФЛ (ВФЛ), представленные на рис. 2 для области энергий, соответствующих межзонным переходам в части A^3B^5 структуры. Кривые спектров ФЛ представлены пунктирными линиями, а спектров ВФЛ — сплошными линиями с символами. Полосы излучения КЯ и барьера обозначены соответственно как КЯ и AlGaAs. Положения максимумов полос ФЛ в структурах несколько различаются между собой, что, вероятно, отражает возможное небольшое различие геометрических параметров структур и состава барьерной области, а также влияние ГИ в гибридной структуре. Ширина полосы излучения КЯ в гибридной структуре (около 20 мэВ) оказывается существенно большей, чем в референсной (около 10 мэВ), что характерно для гибридных структур с близким расположением КЯ к ГИ [3, 5]. В спектрах ВФЛ референсной структуры выделяются сравнительно узкие линии разрешенных экситонных переходов с участием тяжелых и легких дырок (на рисунке подписаны как nH и nL , где $n = 1, \dots, 4$), расположенные поверх более плавно меняющейся зависимости, связанной с вкладами соответствующих межзонных переходов. В области энергий 1.59 и 1.77 эВ имеются слабые особенности (1D и 2D), предположительно

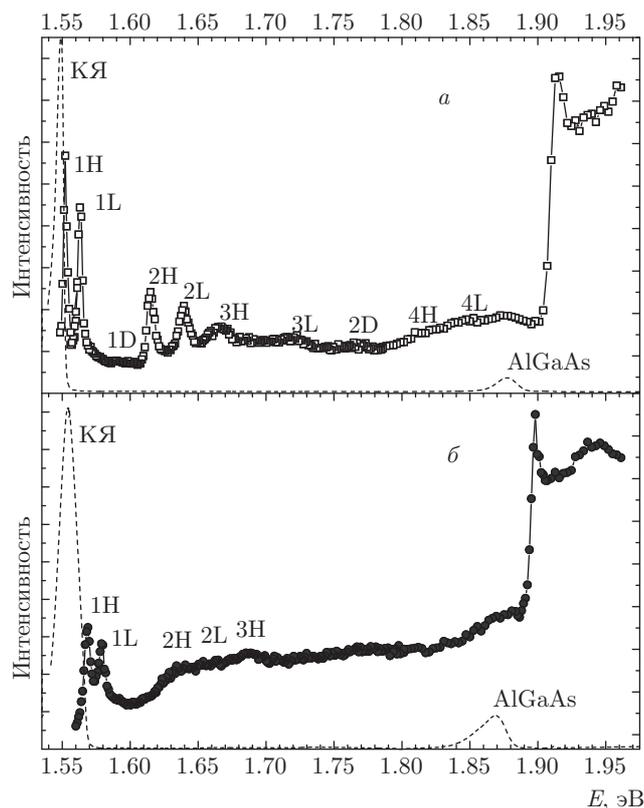


Рис. 2. Низкотемпературные спектры ФЛ (пунктир) и возбуждения ФЛ (\square, \bullet) для референсной (а) и гибридной (б) структур, $T = 4$ К, $P = 2$ мВт

но связанные с запрещенными в дипольном приближении экситонными переходами; их появление, по-видимому, объясняется снятием запрета в асимметричной КЯ. В спектре возбуждения гибридной структуры также удается разрешить экситонные переходы вплоть до $n = 3$, однако они значительно слабее и шире, чем в референсном образце. Край поглощения в барьерной области обеих структур имеет характерную асимметричную форму (типа резонанса Фано). За пределами представленной на рис. 2 области энергий в спектре гибридной структуры также наблюдаются полосы, связанные с излучением парамагнетика ZnMnSe ($E_{em} \sim 2.806$ эВ) и верхнего слоя ZnSSe ($E_{em} \sim 2.83$ эВ).

В продольном магнитном поле (геометрия Фарадея) все полосы ФЛ-структур циркулярно поляризованы: излучение КЯ и парамагнетика (для гибридной структуры) имеет σ^+ , а излучение барьера AlGaAs — σ^- -поляризацию. Степень поляризации излучения КЯ при этом зависит как от величины магнитного поля, так и от поляризации и энергии кванта возбуждающего света.

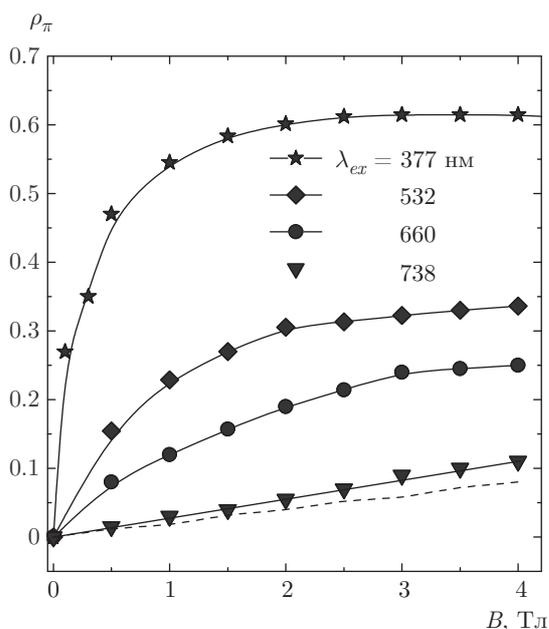


Рис. 3. Зависимость степени циркулярной поляризации излучения гибридной структуры от величины продольного магнитного поля при линейно-поляризованном возбуждении (сплошные линии с символами). Штриховая линия соответствует референсной структуре при возбуждении ниже края поглощения барьера AlGaAs, $T = 2$ К, $P = 2$ мВт

На рис. 3 представлена магнитополевая зависимость поляризации излучения КЯ гибридной структуры при линейно-поляризованном возбуждении для нескольких характерных длин волн. Здесь степень поляризации излучения определялась отношением

$$\rho_\pi = (I(\sigma^+) - I(\sigma^-)) / (I(\sigma^+) + I(\sigma^-)),$$

где $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ — интенсивности излучения для σ^+ - и σ^- -поляризаций в области максимума полосы, символ π введен для обозначения линейной поляризации возбуждающего света. Заметим, что в пределах полосы излучения поляризация несколько изменяется (увеличивается для коротковолнового крыла полосы), что, вероятно, связано с природой излучающих состояний и релаксационными процессами между ними. Но поскольку точность измерения поляризации в области малых интенсивностей (коротковолновое крыло) низка, здесь и в дальнейшем используются значения отношений интенсивностей в области максимума полосы ФЛ. Рисунок 3 показывает, как характер зависимости ρ_π меняется с изменением энергии возбуждения. При возбуждении носителей в области поглощения ZnMnSe (377 нм) наблюдается насыщение поляризации (при поле около

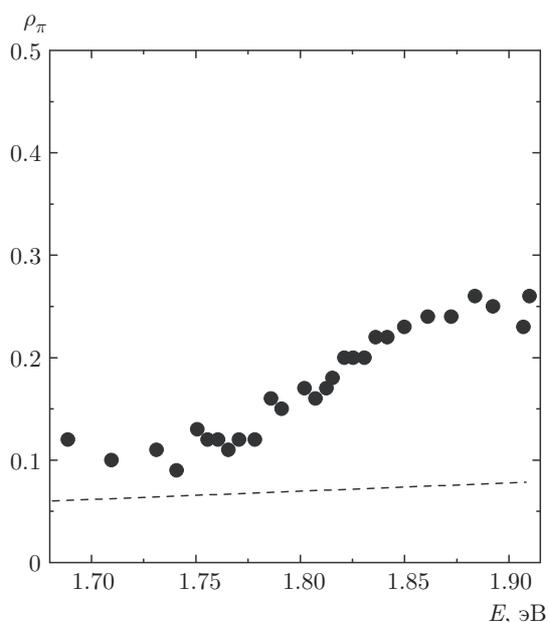


Рис. 4. Влияние энергии возбуждающего линейно-поляризованного света на степень циркулярной поляризации излучения структур в постоянном продольном магнитном поле ($B = 4$ Тл). Штриховая линия соответствует немагнитной референсной структуре, $T = 3$ К, $P = 1$ мВт

2 Тл), свойственное парамагнетику. Подобное поведение наблюдается также при возбуждении носителей выше (532 нм) и даже несколько ниже края поглощения барьера AlGaAs (660 нм), причем насыщение происходит при больших полях, порядка 3 Тл. При резонансном возбуждении КЯ (738 нм) магнитополевая зависимость становится линейной. В референсной структуре магнитополевые зависимости линейны (представлены на рисунке пунктирной линией) и ρ_π достигает 6–8 % в поле $B = 4$ Тл.

При фиксированном значении магнитного поля характер изменения поляризации излучения от энергии возбуждения ниже края поглощения AlGaAs в гибридной структуре имеет форму пологой «ступени» (на рис. 4 представлена зависимость для $B = 4$ Тл), увеличение поляризации в излучении происходит для энергий возбуждения больших 1.77 эВ. В референсной структуре поляризация излучения КЯ при фиксированном магнитном поле слабо меняется с изменением энергии возбуждения и для поля $B = 4$ Тл составляет порядка 6–8 % (схематично представлена на рис. 4 пунктирной линией).

Влияние циркулярной поляризации возбуждающего света на поляризацию излучения связано с процессом оптической ориентации спина носителей и может быть охарактеризовано величиной

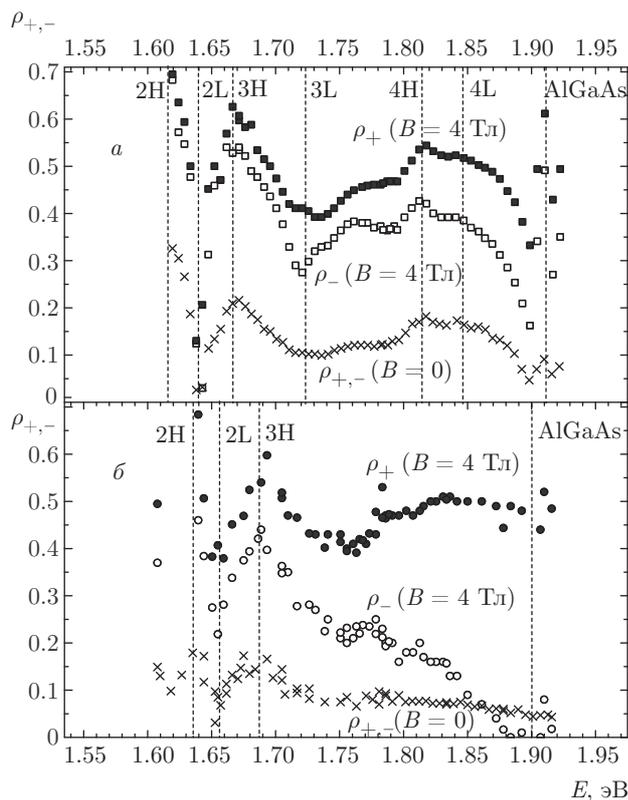


Рис. 5. Зависимости степени поляризации излучения референсной (а) и гибридной (б) структур от энергии и циркулярной поляризации возбуждающего света; $T = 2$ К, $P = 1$ мВт

$$\rho_i = (I_{i,i} - I_{i,j}) / (I_{i,i} + I_{i,j}),$$

где $I_{i,j}$ обозначает интенсивность излучения в j -поляризации при i -поляризации возбуждающего света. Зависимости величин ρ_+ и ρ_- от энергии возбуждающего света представлены на рис. 5. Для удобства сопоставления с собственным электронным спектром структур вертикальными пунктирными линиями обозначены положения экситонных переходов и края поглощения барьера, взятые из рис. 2. В обеих структурах бесполовые ($B = 0$) зависимости отношений ρ_+ и ρ_- совпадают. В области экситонных переходов в зависимостях наблюдаются локальные максимумы и минимумы. В магнитном поле поведение кривых ρ_+ и ρ_- зависит от поляризации возбуждения и типа структуры. В референсной структуре магнитное поле приводит к общему увеличению ρ_+ и ρ_- , при этом форма обеих зависимостей от энергии возбуждения остается близкой к форме бесполовой зависимости (кривые всех зависимостей подобны между собой). В гибридной структуре магнитное поле оказывает более сложное влияние на зависимости ρ_+ и ρ_- от энергии возбуждения.

В области энергий меньших 1.75 эВ кривые ρ_+ и ρ_- подобны бесполовой зависимости, как и в случае референсной структуры. Для больших энергий подобие между зависимостями исчезает: зависимость ρ_+ напоминает таковую в референсной структуре, а ρ_- уменьшается и для энергий больших 1.86 эВ даже принимает значения меньше, чем бесполовая.

Времена жизни носителей τ были оценены по бесполовым кривым затухания ФЛ, а времена спиновой релаксации τ_s — аналогичным способом по кривым затухания бесполовой оптической ориентации. В референсной структуре они составляют $\tau \sim 0.25-0.3$ нс и $\tau_s \sim 1$ нс, а в гибридной $\tau < 0.15$ нс (это время определяется разрешающей способностью аппаратуры) и $\tau_s \sim 1.5$ нс.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Поляризация излучения определяется спиновой поляризацией носителей, принимающих участие в излучении, в момент рекомбинации и поэтому зависит как от процессов, приводящих к поляризации носителей в излучающем состоянии, так и от соотношения времени спиновой релаксации времени жизни носителей в этом состоянии. В полупроводниках различаются три механизма, приводящие к поляризации носителей (см., например, [9]): собственная поляризация, селективное по поляризации спина возбуждение и замешивание уровней. Исходя из соотношения времен τ и τ_s , в обеих структурах следует ожидать участия различных механизмов поляризации носителей в зависимости от энергии и поляризации возбуждающего света. Спиновая релаксация для дырок в КЯ значительно быстрее, чем для электронов, поэтому мы, следуя работе [10], считаем, что поляризация излучения определяется поляризацией электронов.

Собственная поляризация возникает вследствие термализации носителей на расщепленном по ориентации спина уровне основного состояния. В магнитном поле спиновое расщепление связано с зеемановским взаимодействием и определяется g -фактором носителя. Объемные полупроводники, образующие немагнитную часть структур (GaAs и AlGaAs), имеют малые по модулю и противоположные по знаку значения g -фактора [11], что приводит к малым зеемановским расщеплениям и противоположной собственной поляризации излучения. Поэтому g -фактор для носителей в КЯ также оказывается малым и может менять свой знак в зависимости от ширины ямы. Кроме того, в магнитном поле возможны процессы пересечения светлых и темных

оптических переходов, сопровождаемых изменением и даже возможным обращением по знаку зеемановских расщеплений [11]. В случае асимметричной КЯ в референсной структуре мы можем объединить эти факторы в рамках общего поведения с модифицированным значением g -фактора (возможно, зависящим от поля) и считать поляризацию носителей в яме, связанную с таким модифицированным g -фактором, собственной. Экспериментально такому модифицированному g -фактору носителей соответствует практически линейная зависимость поляризации излучения в референсной структуре (штриховые линии на рис. 3, 4). В случае гибридной структуры к дополнительной (и, возможно, определяющей) модификации g -фактора могло бы приводить проникновение волновых функций носителей в слой парамагнетика (за счет сильного обменного взаимодействия с ионами Mn). Однако близкие времена спиновой релаксации носителей в основном состоянии для гибридной и референсной структур позволяют исключить такой тип модификации g -фактора. Поэтому линейную магнито-полевою зависимость в гибридной структуре при резонансном возбуждении линией 738 нм (и, соответственно, часть зависимости ρ_π в области энергий возбуждения ниже 1.77 эВ на рис. 4) следует считать собственной поляризацией.

Изменение поляризации при переходе от резонансных энергий возбуждения (738 нм) к большим энергиям (660, 532, 377 нм) указывает на подключение других механизмов поляризации носителей. Селективное по поляризации спина возбуждение означает, что происходит поляризация возбужденных носителей, т. е. отличается количество возбужденных носителей с разной ориентацией спина. В случае возбуждения линейно-поляризованным светом это возможно, например, когда поляризованные носители попадают в яму из окружающих ее слоев (AlGaAs и ZnMnSe). Дизайн гибридной структуры позволяет подобный транспорт поляризованных носителей для энергий возбуждения выше края поглощения соответствующих материалов. Парамагнетик ZnMnSe характеризуется большими значениями g -факторов, что приводит к гигантскому зеемановскому расщеплению уровней [4], которому соответствует σ^+ -поляризация в излучении. В парамагнетике нашего состава при низких температурах полная поляризация излучения происходит в полях около 1 Тл [4], а зависимость поляризации от магнитного поля имеет характерный вид кривой с насыщением. Изменение магнито-полевой зависимости излучения КЯ с линейной на кривую с насыще-

нием, а также разница поляризации при возбуждении выше (377 нм) и ниже (532 нм) края поглощения парамагнетика, указывают на спиновую инжекцию носителей из магнитной части структуры. Аналогично, различие поляризации излучения при возбуждении ниже (660 нм) и выше (532 нм) края поглощения барьера AlGaAs указывает на транспорт поляризованных носителей из барьера (собственная поляризация электронов в AlGaAs согласно [11] соответствует σ^+ -поляризации излучения КЯ).

Другая возможность селективного возбуждения поляризованных носителей — это использование явления оптической ориентации. Циркулярно-поляризованный свет создает поляризованные носители [12], при этом степень поляризации электронного спина зависит от природы электронных и дырочных состояний, принимающих участие в оптическом переходе. Идентификация основных линий спектров возбуждения референсной структуры (рис. 2) была выполнена с использованием расчета межзонных переходов в КЯ методом матриц переноса и фиксированных значений энергии связи экситонов ($E_b = 7$ мэВ). Аналогично проведена идентификация линий в спектре возбуждения гибридной структуры; при этом использовались несколько скорректированные геометрические параметры для ямы (состав барьера и ширины ямы). Заметим, что синий сдвиг собственного спектра в гибридной структуре по отношению к референсной может иметь составляющую, связанную с влиянием свободных носителей (сдвиг Бурштейна – Мосса), появление которых возможно при диффузии элементов соединения A^2B^6 через ГИ, однако учет этого механизма никак не отразится на идентификации наблюдаемых линий. Наличие упругих напряжений в КЯ мы исключаем на основе анализа спектров ФЛ для магнитной части структуры.

Основное состояние в КЯ соответствует переходу с участием тяжелой дырки. Если свет возбуждает только переход с тяжелой дыркой, то поляризации генерируемых и излучающих электронов совпадают. Аналогично, при возбуждении перехода только с легкой дыркой поляризации возбуждаемых и излучающих электронов будут противоположны. Для энергий возбуждения, отличающихся от энергии переходов с легкими и тяжелыми дырками, в оптическом переходе участвуют состояния с конечными волновыми векторами и, возможно, замешанные состояния, что приводит к промежуточным значениям поляризации возбуждаемых электронов. Поэтому естественно, что для степени поляризации излучения $\rho_{+,-}$ в области энергий возбуждения, соот-

ветствующих переходам с одинаковыми поляризациями рождаемых и излучающих электронов, должны наблюдаться большие значения (локальные максимумы), а в областях с противоположными поляризациями — наименьшие (локальные минимумы). Таким образом, доля участия различных переходов в генерации поляризованных носителей определяет немонотонное поведение бесполовой ориентации в референсной структуре (рис. 5). В процессе спиновой релаксации происходит деполаризация носителей. В квантовых ямах A^3B^5 основным механизмом релаксации электронного спина является прецессионный механизм (см., например, [13]). Данный механизм может быть эффективно подавлен прикладыванием продольного магнитного поля [14], что проявляется как общий рост кривых ориентации $\rho_{+,-}$ ($B = 4$ Тл). Относительный (по величине ориентации) сдвиг между кривыми для ρ_+ ($B = 4$ Тл) и ρ_- ($B = 4$ Тл), очевидно, определяется собственной поляризацией носителей в КЯ. Подобие полевых и бесполовых кривых ориентации показывает, что и в асимметричной квантовой яме основным механизмом спиновой релаксации является прецессионный механизм Дьяконова–Переля.

Поскольку в гибридной структуре собственный спектр близок к спектру в референсной структуре (рис. 2), процессы поляризации и релаксации носителей, не связанные с взаимодействием электронных подсистем магнитной и немагнитной частей, должны в них происходить одинаково. Подтверждением этому служат как общее подобие формы зависимости немонотонной бесполовой ориентации в структурах, так и близкие значения ориентации в области проявления экситонных переходов (2Н, 2L, 3Н). Как и в случае референсной структуры, магнитное поле подавляет электронную спиновую релаксацию, происходящую по механизму Дьяконова–Переля, что напрямую наблюдается для возбуждения с σ^+ -поляризацией (кривая ρ_+ ($B = 4$ Тл)). Ни сам прецессионный механизм релаксации, ни его подавление магнитным полем не зависят от направления электронного спина, поэтому и для σ^- -поляризации возбуждения спиновая релаксация также должна подавляться полем, поэтому из того факта, что для кривой зависимости ρ_- ($B = 4$ Тл) в области энергий $E_{ex} > 1.77$ эВ не наблюдается подобия кривым для ρ_+ ($B = 0$, $B = 4$ Тл) следует, что в магнитном поле возникает анизотропия поглощения света и генерируется меньше электронов, соответствующих σ^- -поляризации возбуждения.

Изменение скорости генерации носителей с различными поляризациями спина в магнитном поле

является проявлением процесса замешивания электронных уровней [9]. В нашем случае анизотропия поглощения света возникает только в гибридной структуре, из чего следует, что замешивание происходит между электронными уровнями магнитной и немагнитной частей. Масса электрона в GaAs почти в 2 раза меньше, чем в ZnMnSe, поэтому пересечение дисперсионных кривых происходит для тех уровней КЯ, для которых энергия в центре зоны Бриллюэна меньше разрыва зоны проводимости ΔE_C на ГИ. Замешивание состояний обеспечивается потенциалом ГИ. В отсутствие магнитного поля замешанные состояния остаются вырожденными по спину. В области замешивания уровней не наблюдается уменьшения бесполовой ориентации, из чего мы заключаем, что носители не подвержены обменно-взаимодействию с ионами Mn, следовательно, не происходит транспорта носителей из КЯ через ГИ. В магнитном поле вырождение по спину для электронов на замешанном уровне снимается, что сопровождается появлением анизотропии плотности состояний и времени жизни электронов на замешанном уровне [9], которые и приводят к уменьшению количества электронов генерируемых светом с σ^- -поляризацией. Точное взаимное расположение электронных уровней магнитной и немагнитной частей структуры в нашем эксперименте определить невозможно, но поскольку взаимодействие со светом эффективнее для носителей с малыми волновыми векторами, можем предполагать, что уровень парамагнетика оказывается между уровнями $n = 3$ и $n = 4$ размерного квантования в яме. Это согласуется с оценкой разрыва зоны проводимости использовавшейся при разработке дизайна структуры.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе проведено экспериментальное исследование процессов, отвечающих за поляризацию и спиновую релаксацию электронов в активной области гибридной нерезонансной гетероструктуры (Al)GaAs/Zn(Mn,S)Se, где основной электронный уровень магнитной части смещен в область возбужденных электронных состояний немагнитной асимметричной квантовой ямы. Показано, что спиновая динамика электронов с энергией меньшей разницы основных уровней магнитной и немагнитной частей определяется только свойствами активной области структуры. Для больших энергий влияние магнитной части

проявляется в процессе поляризации возбужденных электронов, который осуществляется посредством двух механизмов — спиновой инжекцией и через замешивание электронных уровней. Мы полагаем, что возможность управления поляризацией электронного спина через возбуждение носителей в область замешанных состояний наряду с отсутствием деполяризующего влияния магнитного полупроводника на носители в термализованном состоянии может быть использована при построении новых спинтронных приборов наряду с теми, которые используют процессы спиновой инжекции, оптической ориентации и деполяризации.

Авторы выражают признательность Е. Л. Ивченко и Л. Е. Голубу за обсуждение механизмов электронной спиновой динамики. Работа выполнялась при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-52-12014).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher et al., *Nature* **402**, 787 (1999).
2. B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett et al., *Phys. Rev. B* **62**, 8180 (2000).
3. A. A. Toropov, I. V. Sedova, S. V. Sorokin et al., *Phys. Rev. B* **71**, 195312 (2005).
4. J. K. Furdyna, *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
5. A. A. Toropov, Ya. V. Terent'ev, P. S. Kop'ev et al., *Phys. Rev. B* **77**, 235310 (2008).
6. F. Liachi, V. Kh. Kaybyshev, A. A. Toropov et al., *Phys. Stat. Sol. C* **9**, 1790 (2012).
7. T. A. Komissarova, M. V. Lebedev, S. V. Sorokin et al., *Semicond. Sci. Technol.* **32**, 045012 (2017).
8. G. V. Klimko, E. A. Evropeytsev, A. A. Sitnikova et al., *Act. Phys. Pol. A* **126**, 1184 (2014).
9. E. L. Ivchenko, *SPIE Proc. Vol. 2362* (1995), p. 580.
10. S. Pfalz, R. Winkler, T. Nowitzki et al., *Phys. Rev. B* **71**, 165305 (2005).
11. M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh et al., *Phys. Rev. B* **45**, 3922 (1992).
12. *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, Springer Ser. in Solid State Sciences, Berlin, Vol. 157 (2008).
13. A. Malinowski, R. S. Britton, T. Grevatt et al., *Phys. Rev. B* **62**, 13034 (2000).
14. Е. Л. Ивченко, *ФТТ* **15**, 1566 (1973).