

Инжекция спина в гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs/GaSb

© Я.В. Терентьев[¶], А.А. Торопов, Б.Я. Мельцер, А.Н. Семенов, В.А. Соловьев,
И.В. Седова, А.А. Усикова, С.В. Иванов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 11 июня 2009 г. Принята к печати 23 июня 2009 г.)

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии выращены гетероструктуры с квантовыми точками типа II GaAs/GaSb. Исследована циркулярно-поляризованная фотолюминесценция образцов в магнитном поле до 4.7 Тл, приложенном в геометрии Фарадея. Обнаружено, что в магнитном поле излучение квантовых точек имеет σ^- -поляризацию, соответствующую проекции спина электрона на вектор магнитного поля $+1/2$. При увеличении интенсивности возбуждения степень поляризации излучения растет. Обнаруженный эффект объясняется инжекцией спина из матрицы GaSb, в которой спиновая ориентация возникает благодаря зеемановскому расщеплению зоны проводимости. Рост степени поляризации связан с уменьшением радиационного времени жизни носителей в квантовых точках типа II при увеличении уровня возбуждения.

1. Введение

До последнего времени явление спиновой инжекции в полупроводниках исследовалось, как правило, в средах, легированных магнитными ионами (в разбавленных магнитных полупроводниках). Однако в наших последних исследованиях [1–3] было показано, что благодаря относительно большой величине электронного g -фактора спиновые явления выражены достаточно ярко и в чистых узкозонных полупроводниках, таких как InAs или InSb. Это позволяет рассматривать узкозонные соединения в качестве перспективных кандидатов для спинтронных применений. Так, в работе [2] была продемонстрирована 100-процентная поляризация электронов по спину в области объемного заряда p - n -структуры на основе InAs, возникающая в умеренных магнитных полях. Логическим продолжением этих исследований является изучение спинового транспорта и инжекции спина в квантовую яму или точку в различных гетероструктурах, в которых роль спинового инжектора играет немагнитный узкозонный полупроводник. Данная работа посвящена первому наблюдению спиновой инжекции в гетероструктуре такого типа, в которой поляризованные по спину электроны инжектируются из GaSb-барьера в GaAs-квантовую яму.

2. Образцы и методика эксперимента

Образцы выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Были получены гетероструктуры с ультратонкими вставками GaAs, выращенными псевдоморфно в матрице GaSb. Использовались подложки GaSb с кристаллографической ориентацией (001), температура роста составляла 520°C. Установка для МПЭ роста Riber 32 была оборудована стандартными эффузионными ячейками, обеспечивающими молекулярные потоки Ga, Al и As₄, в то время как для получения потока Sb₂ был использован крекинговый

источник RB-075-Sb. Структуры содержали буферный слой GaSb толщиной 0.5 мкм, а также ограниченный с двух сторон тонкими (30 нм) Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb-барьерами слой GaSb толщиной 0.3 мкм, в центре которого располагались одиночные слои GaAs. Наблюдение за состоянием поверхности образца на всех стадиях роста осуществлялось с использованием системы дифракции быстрых отраженных электронов (ДБОЭ). Во время роста ультратонких слоев GaAs в ДБОЭ наблюдалась картина поверхностной реконструкции (2 × 4), соответствующая As-стабилизированной поверхности. При этом для исключения перемешивания потоков мышьяка и сурьмы до и после роста слоев GaAs делались паузы длительностью 10 с. Время роста слоев GaAs составляло ~ 11 с, что соответствовало толщине слоя немного больше 1 МС. Выращенные структуры изучались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в геометрии поперечного сечения. На полученных изображениях была отчетливо видна тонкая темная полоса, соответствующая плоскости вставки, а также относительно широкие темные пятна, соответствующие напряженным двумерным островкам, обогащенным As. Характерные размеры этих островков в плоскости роста составляли 50–100 Å, а расстояние между ними — 200–250 Å. Боровский радиус экситона в GaSb не превышает этого значения. Таким образом, образующиеся As-обогащенные островки в принципе можно трактовать как отдельные, или слабо взаимодействующие квантовые точки (КТ). С детальной информацией о методике выращивания структур, их оптической характеристике и исследовании морфологии можно ознакомиться в [4].

В исследованных структурах была обнаружена интенсивная фотолюминесценция (ФЛ) при низких температурах (рис. 1).

В спектрах наблюдаются два пика, представляющих собой ФЛ из слоя GaSb. Относительно слабый пик с энергией фотона ~ 0.815 эВ обусловлен межзонными излучательными переходами. Второй, широкий и значительно больший по интенсивности пик с энергией фотона в центре 0.75 эВ, соответствует переходам

[¶] E-mail: yakov.terentyev@pop.ioffe.rssi.ru

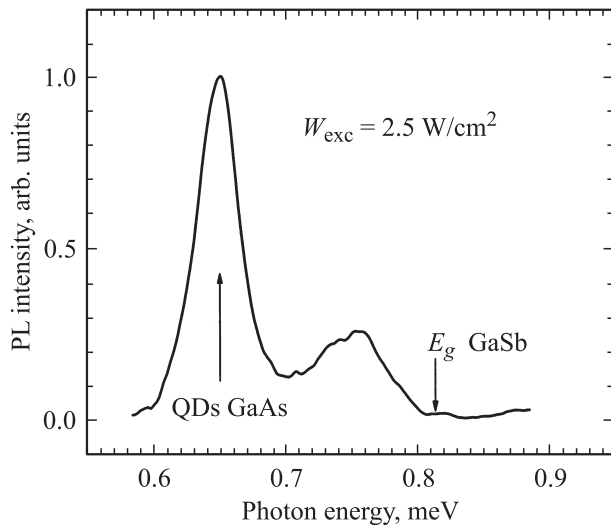


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции образца с GaAs/GaSb-квантовыми точками в нулевом магнитном поле. $T = 2$ К.

между донором и уровнями собственного акцептора GaSb, имеющего различные значения энергии активации. В спектрах присутствует также линия, связанная с оптическими переходами носителей, локализованных в КТ. Соответствующая энергия фотона оказывается значительно меньше ширины запрещенной зоны GaSb, что свидетельствует от типа II гетеропереходов GaAs/GaSb. Для оценки разрывов зон на интерфейсе была использована модель van de Walle [5], позволяющая учесть влияние упругих напряжений на зонную структуру. Сильные растягивающие напряжения, вызванные 7% рассогласованием решеток GaAs и GaSb, приводят к сжатию запрещенной зоны GaAs до величины ~ 0.4 эВ, заметно меньшей значения запрещенной зоны окружающего GaSb. Частичная релаксация напряжений в островках GaAs, очевидно, приводит к некоторому изменению численных параметров, однако не меняет картину качественно. Зонная диаграмма исследуемой системы имеет тип II гетероструктуры, причем в равновесии электроны находятся в потенциальной яме в области GaAs, а дырки, находящиеся в GaSb, притягиваются к электронам в яме за счет кулоновского взаимодействия.

Для исследования спиновой инжекции в данной гетероструктуре измерялась циркулярно-поляризованная магнито-фотолюминесценция образцов в геометрии Фарадея, отражающая спиновую ориентацию неравновесных носителей заряда. Эксперименты проводились в магнитных полях до 4.7 Тл, при температуре 2 К. Измерялись σ^+ и σ^- поляризованные спектры, нужная поляризация излучения выбиралась соответствующей взаимной ориентацией четвертьволновой пластины и линейного поляризатора. Для записи спектров был использован решеточный монохроматор, оборудованный фотовольтаическим детектором InSb с азотным охлаждением. Для возбуждения фотолюминесценции использовался лазер-

ный диод, излучающий на длине волны 809 нм. Излучение фокусировалось на поверхности образца в пятно с размером примерно 1×2 мм. Интенсивность возбуждения W варьировалась в пределах от 2.5 до 35 Вт/см².

3. Основные экспериментальные результаты и их обсуждение

Было обнаружено, что при приложении магнитного поля спектр люминесценции из КТ существенно изменяется (рис. 2–4). Для анализа экспериментальных данных был применен метод аппроксимации кривыми Гаусса, с высокой точностью описывающими форму наблюдаемых пиков ФЛ. Было обнаружено, что контур излучения смещается в голубую область и расщепляется на циркулярно-поляризованные компоненты (рис. 3). Наблюдаемый в эксперименте диамагнитный сдвиг пика излучения из КТ имеет вид, характерный для эффекта магнитного вымораживания электронов. В области относительно небольших магнитных полей энергия фотона E растет медленнее, чем циклотронная энергия электрона, т.е. энергия локализации в КТ увеличивается. Согласно теории эффекта магнитного вымораживания [6], такое поведение сохраняется в области полей, где циклотронная энергия электрона остается меньше энергии локализации. В нашем случае эта величина составляет ~ 160 мэВ, что соответствует магнитному полю $B \approx 10$ Тл. В исследованном диапазоне полей (до 4.7 Тл) действительно наблюдается нелинейная зависимость E от B . Из рис. 3 и 4 видно также, что увеличение интенсивности возбуждения приводит к сдвигу пика ФЛ в голубую область. Хорошо известно, что такой сдвиг является характерным для гетероструктур типа II благодаря увеличению энергии электрона в

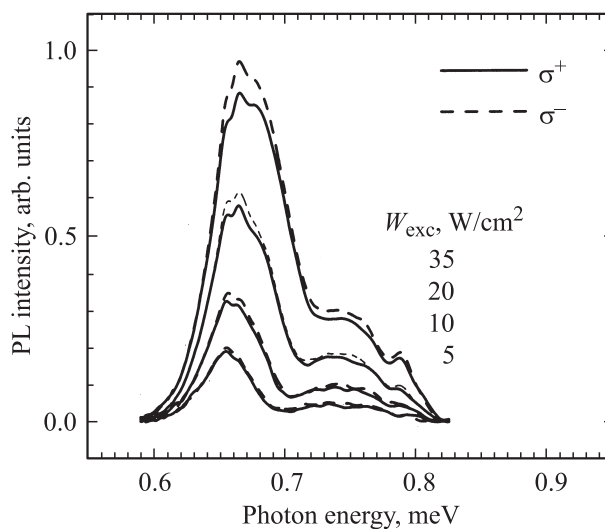


Рис. 2. Циркулярно-поляризованные спектры фотолюминесценции, полученные в магнитном поле $B = 4$ Тл при разных уровнях возбуждения.

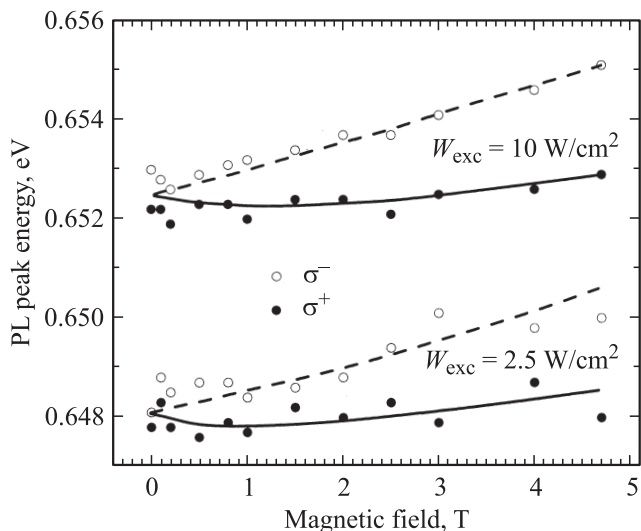


Рис. 3. Зависимости энергетического положения пика фотолуминесценции от магнитного поля для обоих значений циркулярной поляризации излучения, полученные для двух значений интенсивности возбуждения. Кружки представляют экспериментальные данные, кривые проведены для глаз.

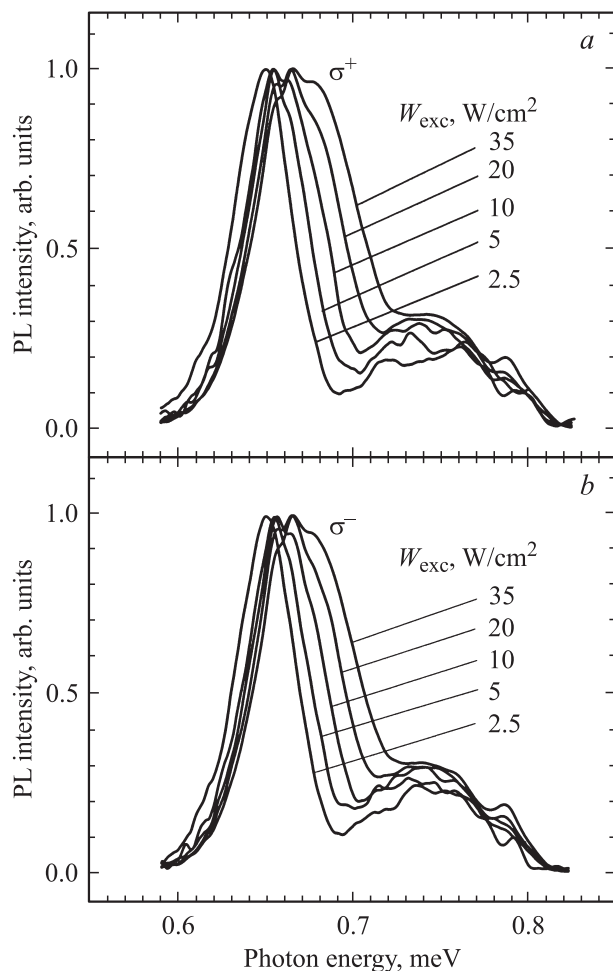


Рис. 4. Циркулярно-поляризованные спектры фотолуминесценции, измеренные в магнитном поле $B = 4$ Тл, приведенные к одинаковой амплитуде пика фотолуминесценции из квантовых точек. Поляризация: $a - \sigma^+$, $b - \sigma^-$.

треугольной потенциальной яме, образующейся вблизи гетероперехода. Однако в нашем случае доминирует другой эффект. Как следует из рис. 2, сдвиг возникает за счет роста высокоэнергетического крыла контура люминесценции с соответствующим увеличением полуширины линии. Очевидно, к такому эффекту должно приводить постепенное заполнение лестницы энергетических уровней, отвечающих ансамблю несвязанных между собой КТ различных размеров. Данный вывод находит убедительное подтверждение в зависимостях, приведенных на рис. 3. Из него следует, что в эксперименте наблюдается расщепление линии ФЛ на циркулярно-поляризованные компоненты, причем σ^- -поляризованная компонента имеет большую энергию, чем σ^+ . Из этого следует, что наблюдаемое расщепление не является следствием эффекта Зеемана, так как противоречит отрицательному знаку g -фактора как в GaSb, так и в GaAs. Кроме того, малое значение электронного g -фактора в зоне проводимости GaAs (-0.44) в принципе не может объяснить наблюдаемой величины расщепления. Таким образом, наблюдаемое расщепление и в значительной мере энергетическое положение контура люминесценции определяются различной степенью заселенности двух ансамблей локализованных состояний, соответствующих двум возможным значениям проекции спина на направление магнитного поля. Мы считаем, что различие в степени заселенности разных спиновых состояний возникает вследствие инжекции спина из GaSb. В этом случае интегральная степень поляризации, рассчитанная как отношение разности площадей под соответствующими огибающими контура циркулярно-поляризованной люминесценции к их сумме, должна иметь знак σ^- . Действительно, в соответствии с рис. 3, σ^- пик лежит выше по энергии, чем σ^+ , что должно соответствовать большей заселенности ансамбля состояний с $s = +1/2$. Как будет показано далее, в рассматриваемой системе большая степень заселения определенных энергетических состояний приводит к большей скорости рекомбинации. С этим же обстоятельством связана зависимость степени поляризации люминесценции от интенсивности возбуждения (рис. 5).

Результаты наших экспериментов полностью объясняются инжекцией поляризованных по спину электронов из матрицы GaSb в КТ GaAs. Под действием возбуждающего излучения в матрице GaSb генерируются неравновесные электронно-дырочные пары. Часть из них рекомбинирует в основном с участием дырок, связанных на собственном акцепторе GaSb. Этот механизм представлен на спектрах ФЛ в виде широкого интенсивного пика с максимумом при 0.75 мэВ. Эффективность межзонной рекомбинации намного ниже, поэтому в спектре соответствующий пик почти не виден. По этой причине простые измерения ФЛ не позволяют определить степень спиновой поляризации электронов в зоне проводимости. Однако известно, что g -фактор электронов в этом материале составляет величину ~ -9 , что соответствует расщеплению ~ 0.5 мэВ/Т. Поэтому оче-

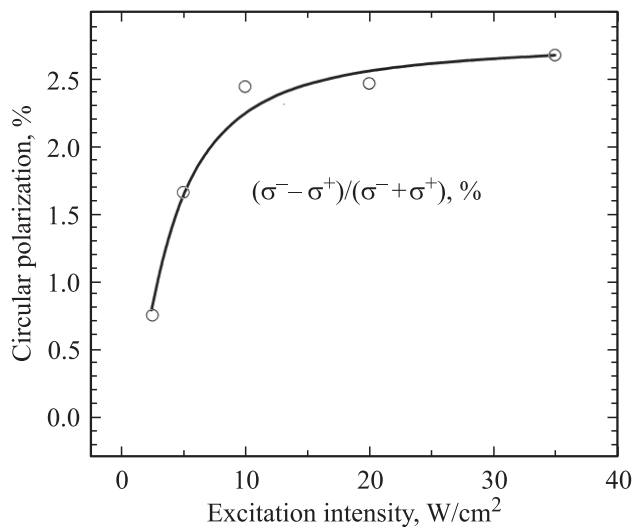


Рис. 5. Зависимость степени поляризации фотолюминесценции от интенсивности возбуждения.

видно, что при $T = 2$ К практически во всем актуальном диапазоне магнитных полей все свободные электроны поляризуются по спину, занимая нижний подуровень с $s = +1/2$. Далее электроны захватываются квантовыми ямами, образованными конфигурацией края зоны проводимости в области квантовых точек. В процессе захвата происходит частичная спиновая деполяризация электронов, в частности, за счет спин-орбитального взаимодействия при движении электронов в электрическом поле, связанном с заряженными центрами различной природы. Спиновая поляризация инжектированных электронов в соответствии с правилами отбора оптических переходов дает вклад в циркулярную поляризацию люминесценции. При этом степень поляризации излучения зависит не только от степени поляризации инжектированных электронов, но и от соотношения радиационного времени жизни и времени спиновой релаксации. В работе [7] было показано, что в квантовых точках типа II GaSb/GaAs радиационное время жизни сильно зависит от уровня возбуждения. В гетероструктурах II типа существует зависимость перекрытия волновых функций неравновесных электронов и дырок от концентрации неравновесных носителей. Электрическое поле положительно заряженных КТ притягивает электроны из барьера GaAs, а сила этого взаимодействия зависит от количества неравновесных дырок, захваченных точками. При малом уровне возбуждения электронно-дырочное перекрытие практически отсутствует и оптические переходы являются непрямыми. В этом случае радиационное время жизни максимально и составляет величину порядка 1 мкс. При больших уровнях накачки достигается сильное перекрытие, сравнимое с ситуацией квантовой ямы I рода. В этом случае время жизни падает до ~ 5 нс. Мы исследовали систему, „зеркальную“ цитированной, — квантовые точки GaAs в GaSb-матрице.

В таких точках, также имеющих зонную диаграмму II рода, локализуются электроны, а дырки притягиваются к ним за счет кулоновского взаимодействия. Очевидно, что в таких гетероструктурах должна наблюдаться та же зависимость времени жизни от уровня возбуждения. Согласно экспериментальным данным, при относительно малой плотности возбуждения (~ 1 Вт/см²) степень поляризации стремится к нулю. Это означает, что в этом случае время жизни носителей, захваченных КТ, значительно больше времени спиновой релаксации. Увеличение уровня накачки до величины порядка 10 Вт/см² приводит к увеличению степени поляризации излучения до 2%, при дальнейшем увеличении возбуждения величина поляризации насыщается на уровне 2.5%, тогда как интенсивность люминесценции монотонно растет. Это означает, что при плотности возбуждения, большей чем 10 Вт/см², время жизни становится значительно меньше времени спиновой релаксации, а степень поляризации люминесценции равна спиновой поляризации инжектированных электронов. Сильная деполяризация электронов в процессе инжекции может быть связана со спин-орбитальным взаимодействием при движении электрона в поле заряженных центров различной природы. Для увеличения эффективности спиновой инжекции в данной системе необходимо понизить концентрацию примесей, которая, как следует из фотолюминесцентных спектров, достаточно велика.

4. Заключение

Экспериментально исследована спиновая инжекция в гетероструктурах с квантовыми точками GaAs в матрице GaSb. В качестве инжектора впервые использован немагнитный полупроводник, в котором спиновая поляризация неравновесных электронов достигается за счет эффекта Зеемана в зоне проводимости. Показана принципиальная возможность использования узкозонных полупроводников в области спинтроники для получения поляризованных по спину электронов. Относительно невысокая эффективность инжекции в системе GaAs/GaSb ($\sim 2.5\%$) объясняется высокой концентрацией заряженных рассеивающих центров и может быть увеличена при условии использования более чистых материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 08-02-01272-а, 08-02-91203-ЯФ_а).

Список литературы

- [1] Я.В. Терентьев, О.Г. Люблинская, А.А. Торопов, В.А. Соловьев, С.В. Сорокин, А.А. Усикова, С.В. Иванов. ФТП, **41**, 590 (2007).
- [2] Я.В. Терентьев, О.Г. Люблинская, А.А. Усикова, А.А. Торопов, В.А. Соловьев, С.В. Иванов. ФТП, **41**, 1309 (2007).

- [3] Я.В. Терентьев, О.Г. Люблинская, А.А. Торопов, Б.Я. Мельцер, А.Н. Семенов, В.А. Соловьев, С.В. Иванов. ФТП, **43**, 662 (2009).
- [4] A.A. Toropov, O.G. Lyublinskaya, B.Ya. Meltser, V.A. Solov'ev, A.A. Sitnikova, M.O. Nestoklon, O.V. Rykhova, S.V. Ivanov, K. Thonke, R. Sauer. Phys. Rev. B, **70**, 205314 (2004).
- [5] C.G. Van de Walle. Phys. Rev. B, **39**, 1871 (1989).
- [6] Y. Yafet, R.W. Keyes, E.N. Adams. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 137 (1956).
- [7] F. Hatami, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, F. Heinrichsdorff, R. Heitz, J. Böhrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. B, **58**, 10064 (1998).

Редактор Л.В. Беляков

Spin injection in heterostructures with GaAs/GaSb quantum wells

Ya.V. Terent'ev, A.A. Toropov, B.Ya. Meltser, A.N. Semenov, V.A. Solov'ev, I.V. Sedova, A.A. Usikova, S.V. Ivanov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Heterostructures with type-II GaAs/GaSb quantum dots have been grown by molecular-beam epitaxy. Circular-polarized photoluminescence of the samples was studied at magnetic field applied in Faraday geometry ranged up to 4.7 T. It was found that at magnetic field quantum dots emission is sigma-minus polarized that indicates $+1/2$ spin projection on magnetic field vector. An increase of excitation intensity results in polarization growth. The effect is explained in terms of spin injection from GaSb matrix where spins aligned due to Zeeman splitting of conduction band. Polarization growth is caused by decrease of carrier radiation lifetime in type-II quantum dots when the excitation intensity is increased.