

Спиновые и зарядовые явления, связанные с положительно заряженными акцепторами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

П.В. Петров, Ю.Л. Иванов, Н.С. Аверкиев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия
E-mail: pavel.petrov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 20 октября 2014 г., опубликована онлайн 22 декабря 2014 г.

Описаны результаты оптических исследований структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, содержащими положительно заряженные акцепторы (A^+ центры). При помощи магнитооптических измерений получена информация о спиновой структуре и локализации в двумерной системе A^+ центров. При помощи измерений температурных свойств фотолюминесценции исследована энергетическая структура примесной A^+ зоны. На основании анализа совокупности экспериментальных результатов, полученных различными оптическими методами, а также сопоставления с транспортными измерениями, сформулирована единая физическая картина спиновых и зарядовых явлений в таких системах. Предложена новая методика для экспериментального исследования кулоновской щели, появляющейся при низких температурах в плотности локализованных состояний, основанная на измерении спектров фотовозбуждения и фотолюминесценции.

Описано результати оптичних досліджень структур з квантовими ямами GaAs/AlGaAs, що містять позитивно заряджені акцептори (A^+ центри). За допомогою магнітооптичних вимірів отримано інформацію про спінову структуру та локалізацію в двовимірній системі A^+ центрів. За допомогою вимірів температурних властивостей фотолюмінесценції досліджено енергетичну структуру домішкової A^+ зони. На підставі аналізу сукупності експериментальних результатів, які отримано різними оптичними методами, а також зіставлення з транспортними вимірами, сформульовано єдину фізичну картину спинових та зарядових явищ в таких системах. Запропоновано нову методику для експериментального дослідження кулонівської щілини, що з'являється при низьких температурах в щільності локалізованих станів, яка заснована на вимірі спектрів фотозбудження і фотолюмінесценції.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

71.23.-k Электронная структура неупорядоченных твердых тел;

73.90.+f Другие темы в электронной структуре и электрических свойствах поверхностей, поверхностей раздела, тонких пленок и низкоразмерных структур.

Ключевые слова: квантовые ямы, положительно заряженные акцепторы, фотолюминесценция.

1. Введение

1.1. Водородоподобные комплексы в полупроводниках

Впервые на способность водорода образовывать отрицательно заряженный ион H^- указал Х. Бете в 1929 г. [1]. В результате электростатического взаимодействия дополнительный электрон локализуется на нейтральном атоме водорода с энергией связи $\epsilon_i = 0,05$ Рб. М. Ламперт в 1958 г. указал на то, что в условиях низких температур в твердых телах должны существовать электронно-дырочные комплексы по своей структуре ана-

логичные иону H^- : делокализованные X^+ и X^- трионы, а также локализованные на донорах и акцепторах A^+ и D^- центры [2]. Значительный интерес к A^+ и D^- состояниям в полупроводниках возник в связи с исследованиями такого фундаментального явления, как переход металл–изолятор. В модели перехода, которую предложил Н. Мотт [3], при увеличении концентрации легирования происходит перекрытие верхней и нижней энергетических зон Хаббарда, соответствующих однократно и двукратно заполненным примесным состояниям. A^+ и D^- центры и являются такими дву-

кратно заполненными состояниями для примесных зон акцепторов и доноров. Наиболее успешным в экспериментальном изучении энергетической структуры A^+ и D^- центров оказался метод фотопроводимости в дальнем инфракрасном диапазоне. Сопоставление спектров фотопроводимости образцов кремния n -типа со спектрами фотоионизации отрицательно заряженного иона водорода H^- показало очень хорошее совпадение результатов измерений с расчетами в приближении эффективной массы [4]. Этот факт легко понять из того соображения, что чем мельче состояние, тем больше его радиус превосходит постоянную решетки, а следовательно, тем лучше работает метод эффективной массы. Измерения фотопроводимости в дальнем инфракрасном диапазоне в образцах с большей концентрацией позволили наблюдать процесс формирования верхней зоны Хаббарда из изолированных A^+ и D^- состояний [5].

1.2. A^+ и D^- центры в квантовых ямах

Повторный всплеск интереса к тематике двукратно заполненных примесных центров в полупроводниках был инициирован со стороны астрофизики. При изучении природы нейтронных звезд и звезд типа «белый карлик» оказалось необходимым исследовать поведение иона H^- в пределе сильного магнитного поля, когда циклотронная энергия превышает энергию связи атома водорода. В лабораторных условиях получить такое магнитное поле ($B > 10^5$ Тл) невозможно, однако для D^- центров в полупроводниках, ввиду малости их энергии связи и малой эффективной массы электрона, предел сильного магнитного поля оказывается легко достижимым ($B \sim 10$ Тл) [6]. Кроме того, с развитием методов молекулярно-лучевой эпитаксии появился интерес к вопросу о механизмах перехода металл-изолятор в структурах пониженной размерности. Как следствие, возникла задача о влиянии на свойства A^+ и D^- центров квантоворазмерного ограничения.

Особенностью структур с квантовыми ямами является возможность получения термодинамически равновесных A^+ и D^- центров. Действительно, в объемном полупроводнике, в силу закона сохранения заряда, для получения A^+ и D^- центров необходимы внешняя инжекция или фотовозбуждение основных носителей. В квантовых ямах получение равновесных A^+ и D^- центров возможно с помощью селективного легирования в ямы и барьеры. В этом случае носители заряда с примесей в барьерах переходят в ямы и локализуются на нейтральных примесях в ямах, образуя двукратно заполненные доноры или акцепторы. В таких образцах создаются условия для изучения как спиновой структуры отдельных центров, так и для исследования транспортных свойств в условиях заполнения верхней зоны Хаббарда.

В 1990-ых годах была проведена серия работ по определению спиновой структуры D^- центров в кванто-

вых ямах GaAs/AlGaAs в сильных магнитных полях. При этом использовались такие экспериментальные методы как измерение поглощения и фотопроводимости в дальнем инфракрасном диапазоне [7,8], а также оптическое детектирование резонансов при дальней инфракрасной накачке [9]. Основными из полученных результатов были экспериментальное исследование как синглетного, так и триплетного состояния D^- центра, обнаружение теоретически предсказанного [10] значительного увеличения энергии связи D^- центра вследствие эффекта размерного квантования.

Транспортные измерения, проведенные на образцах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, которые модулированно легированы акцепторами в ямах и барьерах, также показали значительное увеличение энергии связи A^+ центров по сравнению с объемным значением. Изучение прыжковой проводимости при низких температурах позволило определить радиус A^+ центра [11,12]. Проведенные в этих же образцах измерения фотолюминесценции показали наличие в спектрах новой линии, связанной с переходом фотовозбужденного электрона на A^+ центр [13].

В настоящей статье будут описаны результаты работ, выполненных нами в течение 10 лет, в которых изучены оптические свойства A^+ центров в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Были использованы такие экспериментальные методы как измерение поляризации фотолюминесценции при приложении давления и магнитного поля, исследованы температурные зависимости, а также спектры фотовозбуждения. Цель статьи — описать полную физическую картину явлений, связанных с обменным и кулоновским взаимодействием в системе A^+ центров, которая получена в результате совокупности оптических измерений, теоретических расчетов, а также сопоставлением с транспортными экспериментами.

2. Постановка эксперимента

Основная идея оптических исследований A^+ центров в квантовых ямах заключается в изучении различных свойств оптического перехода электрона на дырку, локализованную на A^+ центре, при фотовозбуждении светом. Для проведения таких исследований нами были выращены структуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs с селективным легированием бериллием ям и барьеров. Общая схема структур и их легирования показана на рис. 1. Число квантовых ям варьировалось от 5 до 20, ширина барьеров составляла около 30 нм, в ямах легировался слой шириной 3–5 нм, легированный слой в барьерах отстоял от ямы на 5–7 нм. Ширина слоя с примесью бериллия при легировании барьеров выбиралась с учетом скорости роста таким образом, чтобы поверхностные концентрации акцепторов в яме и акцепторов в прибарьерных слоях совпадали. Доля алюминия в барьерах (36% вместо традиционных 30%)

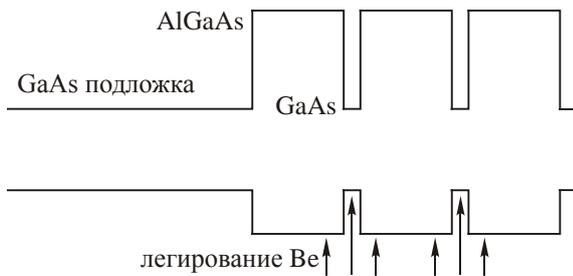


Рис. 1. Общая схема структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs для получения равновесных A^+ центров.

выбиралась из соображений их прозрачности для красного света лазера. При этом поглощение света происходит только в ямах, что обеспечивает равномерное их возбуждение. Исследованные образцы перечислены в табл. 1 в соответствии с двумя основными параметрами: поверхностная концентрация A^+ центров N_s и ширина квантовой ямы L . Концентрация легирования контролировалась посредством измерения эффекта Холла при комнатной температуре.

Таблица 1. Поверхностные концентрации A^+ центров на одну квантовую яму, а также ширина квантовых ям в исследованных образцах

L , нм	20	8	15	13	9	7
N_s , см^{-2}						
$1,5 \cdot 10^{10}$	8-114	7-195				
$2,0 \cdot 10^{10}$		F338	3-213	F337	F336	F335
$6,0 \cdot 10^{10}$		6-933	F152			
$1,8 \cdot 10^{11}$		9-635				
$3,0 \cdot 10^{11}$		7-193				

Как нами было показано в [13,14], в спектрах фотолюминесценции таких структур наблюдается оптический переход рекомбинации электрона на A^+ центр, по своим свойствам отличный как от линии рекомбинации электрона на нейтральный акцептор (A^0), так и от линии рекомбинации экситона, локализованного на нейтральном акцепторе. На рис. 2 (кривая 1) приведен типичный спектр излучения структуры с квантовыми ямами, легированными только в ямы бериллием с поверхностной концентрацией $1\text{--}2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на яму. Спектры фотолюминесценции таких структур активно исследовались, начиная с 1980-ых г. (см., например, [15]), и природу линий можно считать хорошо установленной: это линии экситона с тяжелой дыркой (1,5355 эВ), экситона, локализованного на акцепторе (1,5289 эВ), излучательного перехода электрон–акцептор (1,5136 эВ) и линии переходов донор–акцептор в объемном материале подложки (1,4919 эВ). Линия экситона с легкой дыркой появляется выше по энергии при увеличении температуры.

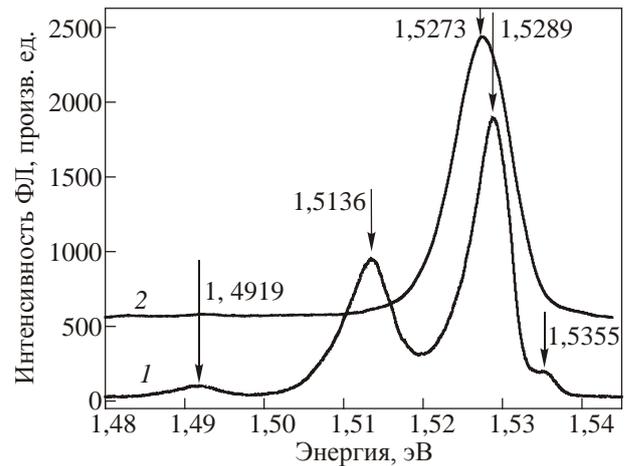


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции контрольного образца с нейтральными акцепторами (1). Спектр фотолюминесценции образца содержащего A^+ центры (2). Ширина квантовых ям в обоих образцах — 15 нм [13].

Спектры образцов, легированных как в ямы, так и в барьеры, значительно отличаются от спектров структур с легированием только в ямы. На рис. 2 (кривая 2) показан спектр образца F152 с поверхностной концентрацией A^+ центров $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ на яму. В спектре квантовой ямы присутствует только одна линия, связанная с рекомбинацией электрона на A^+ центр. Отсутствие линии перехода электрона на нейтральный акцептор объясняется тем, что при такой конфигурации легирования верхняя зона Хаббарда заполнена, т.е. концентрация нейтральных акцепторов мала. Линии экситонной рекомбинации появляются в спектрах структур с A^+ центрами только при интенсивной накачке. Причиной этого является быстрый излучательный захват электронов на притягивающие положительно заряженные акцепторы.

В работе [14] было выполнено сопоставление транспортных и фотолюминесцентных измерений для образцов с разной шириной квантовой ямы. Из транспортных измерений было установлено, что энергия связи A^+ центра увеличивается от 7 мэВ в яме шириной 15 нм, до 11 мэВ в яме 9 нм. Это коррелировало с положением линии перехода на A^+ центр относительно линии экситонной рекомбинации в контрольных структурах с такими же ширинами квантовых ям: в узкой квантовой яме линия A^+ центра находилась ниже по энергии вследствие увеличения энергии связи в условиях размерного квантования.

Таким образом, в первых работах по изучению структур с A^+ центрами в квантовых ямах был обнаружен и идентифицирован оптический переход рекомбинации электрона на A^+ центр. Всестороннее изучение его свойств явилось содержанием наших последующих работ.

3. Обменное взаимодействие дырок на A^+ центре

Хорошо известно, что в системе из двух обменно взаимодействующих электронов основным является синглетное состояние. Это объясняется тем, что волновая функция для фермионов с симметричной координатной частью должна иметь антисимметричную спиновую часть. Аналогичный вывод можно сделать об основном состоянии электронов в D^- центре, если рассматривать его в приближении эффективной массы. Однако для A^+ центров в полупроводниках задача о спиновой структуре дырок значительно сложнее, из-за того что полный момент дырок равен $3/2$ и существует связь между спином и орбитальным моментом. Теоретически было предсказано [16], что в алмазоподобных полупроводниках основное состояние A^+ центра имеет полный момент равный 2. Изучение циркулярно поляризованной фотолюминесценции перехода электрон на A^+ центр в квантовых ямах GaAs/AlGaAs позволило проверить это теоретическое предсказание [17].

Исследованы образцы с шириной квантовой ямы 13 и 15 нм, легированные по описанной в разд. 2 схеме. Образцы помещались в гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом, позволявшим прикладывать поле до 3,5 Тл. Циркулярную поляризацию фотолюминесценции $P = (I^+ - I^-) / (I^+ + I^-)$ измеряли в ориентации Фарадея при накачке линейно поляризованным светом. При детектировании интенсивностей положительно и отрицательно поляризованного света I^\pm использовали модулятор поляризации на основе ячейки Погкельса для повышения точности измерений.

На рис. 3 и 4 представлены циркулярно поляризованные спектры фотолюминесценции, измеренные в

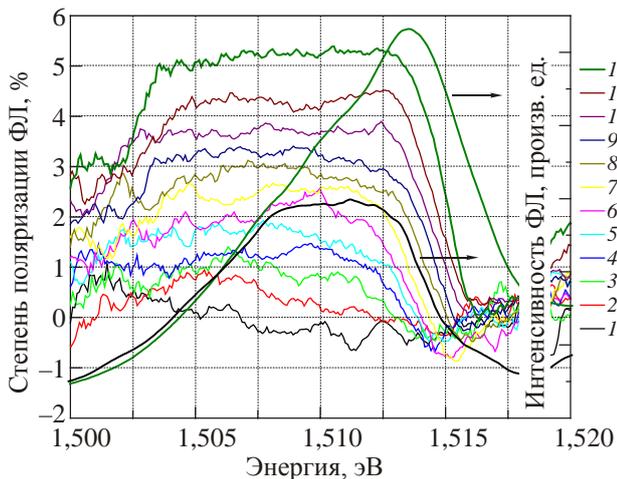


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Спектральные зависимости фотолюминесценции и ее степени поляризации, измеренные при различных значениях магнитного поля для перехода электрона на нейтральный акцептор, Тл: 0 (1), 0,4 (2), 0,8 (3), 1,1 (4), 1,4 (5), 1,8 (6), 2,1 (7), 2,4 (8), 2,7 (9), 2,9 (10), 3,1 (11), 3,3 (12). Спектры фотолюминесценции приведены для полей 0 и 3,3 Тл.

магнитном поле, на образцах с шириной ямы 15 нм. На рис. 4 приведены результаты, полученные на образце с A^+ центрами, тогда как на рис. 3 представлены данные, полученные на контрольном образце, легированном только в ямы и содержащем только нейтральные акцепторы. Хорошо видна качественная разница в спектральных зависимостях степени поляризации для этих двух переходов. Для перехода на A^+ центр эта зависимость имеет вид производной от спектра фотолюминесценции, тогда как интегральная поляризация близка к нулю. Переход на A^0 центр заметно поляризован по-ложительно.

Для интерпретации таких экспериментов необходимо принимать во внимание как наличие расщепления Зеемана в магнитном поле, так и кинетику рекомбинационных процессов. В магнитном поле энергетические уровни, вырожденные по спину, расщепляются так, что происходит перезаселение их равновесными носителями. Наличие правил отбора приводит к тому, что переходов с одной поляризацией становится больше, чем с другой. Рассмотрим, как работает этот подход на примере рекомбинации электрона на нейтральный акцептор. Так как вероятность перехода электрона на тяжелую дырку в 3 раза больше, чем на легкую, для простоты будем учитывать только переходы с участием тяжелой дырки. Кроме того, будем пренебрегать расщеплением Зеемана для электронов, так как в таких квантовых ямах оно заметно меньше расщепления уровней дырок. Правила отбора для таких переходов можно записать в следующем виде: $(+1/2) + (-3/2) \rightarrow \sigma^-$, $(-1/2) + (+3/2) \rightarrow \sigma^+$, где $\pm 1/2$ — проекция момента электрона на магнитное поле, $\pm 3/2$ — проекция дырки, а σ^\pm — поляризация фотона.

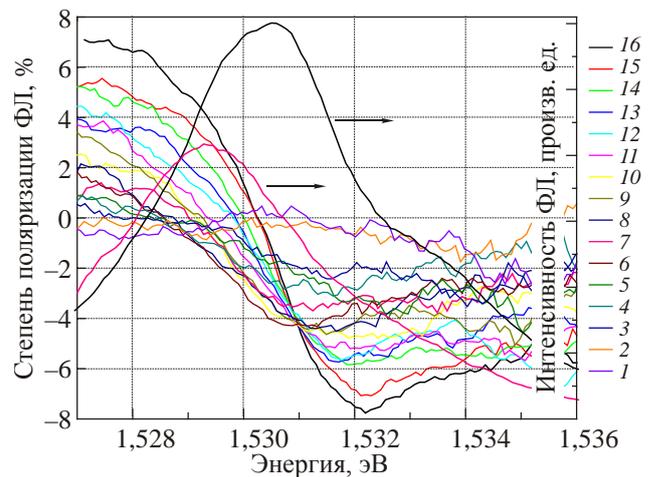


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Спектральные зависимости фотолюминесценции и ее степени поляризации, измеренные при различных значениях магнитного поля для перехода электрона на A^+ центр, Тл: 0 (1), 0,2 (2), 0,4 (3), 0,7 (4), 0,9 (5), 1,1 (6), 1,3 (7), 1,6 (8), 1,8 (9), 2,0 (10), 2,2 (11), 2,4 (12), 2,7 (13), 2,9 (14), 3,1 (15), 3,3 (16). Спектры фотолюминесценции приведены для полей 1,3 и 3,3 Тл.

На рис. 5(а) показана схема таких переходов. В магнитном поле преимущественно заселены состояния дырок с проекцией момента $J_z = +3/2$, отщепленные вниз по энергии. Поэтому в фотолюминесценции будут доминировать переходы с меньшей энергией и поляризацией σ^+ , как это показано на рис. 5(г). Это и приводит к наблюдаемой в эксперименте положительной интегральной поляризации.

Состояние A^+ центра состоит из двух обменно взаимодействующих дырок. При люминесценции электрон рекомбинирует с одной из дырок, так что в конечном состоянии остается нейтральный акцептор. Для интерпретации экспериментальных результатов по поляризации в магнитном поле необходимо учитывать его влияние и на начальное, и на конечное состояния. Объяснить наблюдаемые в эксперименте (рис. 3) поляризационные зависимости можно, предположив, что моменты дырок в A^+ центре ориентированы антипараллельно так, что проекция их суммарного момента на ось размерного квантования $J_z = 0$. Начальное состояние с такой проекцией момента не расщепляется магнитным полем, как это показано на рис. 5(б). В конечном состоянии уровни дырки нейтрального акцептора расщепляются полем, согласно схеме, приведенной на рис. 5(в). Таким образом, линии рекомбинации σ^+ и σ^- будут расщеплены в меру расщепления нейтрального акцептора. Однако в отсутствие заметной поляризации фотовозбужденных электронов переходы σ^+ и σ^- будут идти с равной вероятностью. Это приведет к схеме переходов, показанной на рис. 5(д). Спектральная зависимость степени поляризации в такой схеме будет иметь вид производной от спектра, как это и наблюдается в эксперименте. Из теоретических расчетов следует, что основным состоянием A^+ центра является состояние с полным моментом $J = 2$. Однако можно показать, что состояние $J = 2$ в кванто-

вой яме расщепляется потенциалом ямы на состояния $J_z = 0$ и $J_z = \pm 1, \pm 2$. Из нашего эксперимента следует, что при таком расщеплении в квантовой яме основным становится состояние $J_z = 0$.

Кинетика рекомбинации может сильно влиять на степень поляризации фотолюминесценции в магнитном поле. Действительно, для того чтобы наблюдать отличную от нуля поляризацию необходимо, чтобы носители заряда равновесно заселили расщепленные полем уровни. Характерное время термализации в такой системе определяется временем спиновой релаксации τ_s . Тогда условие наблюдения ненулевой поляризации будет иметь вид $\tau_s < \tau_r$, где τ_r — время жизни носителей. Если система рекомбинирующих зарядов термализована, т.е. $\tau_s \ll \tau_r$, то легко получить формулу зависимости степени интегральной поляризации от магнитного поля и температуры $P = \tanh(\mu g B / kT)$. При уменьшении времени жизни носителей P будет стремиться к нулю. В связи с этим поляризация фотолюминесценции в основном определяется поляризацией основных носителей в системе. В наших экспериментах основными носителями являются A^0 и A^+ центры, следовательно, наблюдаемая нулевая интегральная поляризация люминесценции, связанной с A^+ центрами, действительно является следствием того, что $J_z = 0$, а не вызвана влиянием кинетических процессов. Еще одним доказательством этого является то, что в наших экспериментах не наблюдалось заметного изменения поляризационных зависимостей при изменении интенсивности накачки.

Таким образом, мы показали, что размерное квантование изменяет спиновую структуру основного состояния A^+ центра, переводя его из состояния $J = 2$ в состояние $J_z = 0$. Такое сильное влияние размерного квантования в нашем случае объясняется тем, что радиус объемного A^+ центра составляет десятки нм [5], а это много больше ширины ям всех исследованных нами образцов.

4. Структура примесной A^+ зоны

4.1. Флуктуации потенциала и перекрытие зон

Энергетическая структура примесной A^+ зоны определяется, в первую очередь, тем, что A^+ центры — это заряженные примеси, которые электростатически взаимодействуют друг с другом, представляя собой так называемое кулоновское стекло. Характерной особенностью таких стекол являются флуктуации потенциала, вызванные случайно расположенными локализованными зарядами. При этом происходит уширение и частичное перекрытие валентной и A^+ зон. На микрокопическом уровне перекрытие этих зон можно описать посредством следующего механизма. Внешняя дырка A^+ центра имеет конечную энергию связи E_{A^+} . В множестве случайно расположенных A^+ центров

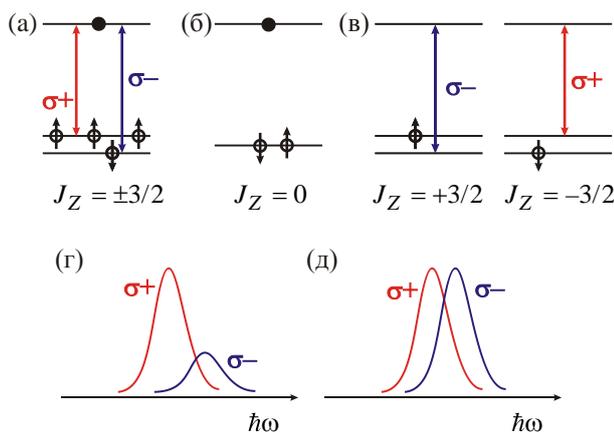


Рис. 5. Схемы энергетических уровней и оптических переходов для A^0 и A^+ центров в магнитном поле. Рекомбинация электрона на нейтральный акцептор (а), начальное состояние при рекомбинации на A^+ центр (б), конечное состояние при рекомбинации на A^+ центр (в).

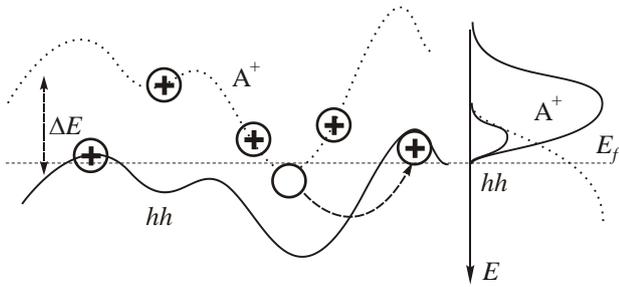


Рис. 6. Структура валентной зоны с учетом электростатических флуктуаций, порождаемых положительно заряженными локализованными дырками.

всегда найдутся пары, энергия кулоновского взаимодействия в которых будет превосходить энергию E_{A^+} . Одна из внешних дырок в таких парах покинет свой нейтральный акцептор и локализуется в каком-либо минимуме потенциала валентной зоны. Пренебрегая наличием ионизированных акцепторов в барьерах и учитывая только попарное взаимодействие A^+ центров, можно оценить количество таких дырок.

Для нахождения плотности распределения $g(\epsilon)$ дырок на центрах по энергии взаимодействия с ближайшим соседом необходимо подсчитать концентрацию пар, взаимодействующих с энергией в интервале $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$. Вероятность найти еще один центр на расстоянии r от определенного A^+ центра равна $2\pi N_s r dr$, где N_s — поверхностная концентрация A^+ центров. Тогда вероятность того, что энергия взаимодействия в этой паре будет лежать в интервале $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$ есть $2\pi N_s r (dr/d\epsilon) d\epsilon$, где $\epsilon = e^2 / \kappa r$, κ — диэлектрическая проницаемость. Чтобы найти распределение по энергии таких пар необходимо эту вероятность умножить на N_s и поделить пополам, чтобы не учитывать один центр дважды:

$$g(\epsilon) = \pi N_s^2 \frac{e^4}{\kappa^2 \epsilon^3}.$$

Тогда концентрация n_s таких A^+ центров, на которые воздействует кулоновский потенциал, превосходящий E_{A^+} , будет равна:

$$n_s = \int_{E_{A^+}}^{\infty} g(\epsilon) d\epsilon = \frac{\pi}{2} \frac{E_q^2}{E_{A^+}^2} N_s,$$

где $E_q = e^2 / \kappa N_s^{-1/2}$ — энергия кулоновского взаимодействия на расстоянии $N_s^{-1/2}$. Таким образом n_s дырок будут оторваны от своих A^+ центров и заполнят низкоэнергетический хвост состояний валентной зоны. Схематически этот процесс проиллюстрирован на рис. 6.

4.2. Температурные зависимости спектров фотолюминесценции

Наличие перекрытия зон приведет к значительному изменению спектров фотолюминесценции структур с A^+ центрами по сравнению со спектрами фотолюми-

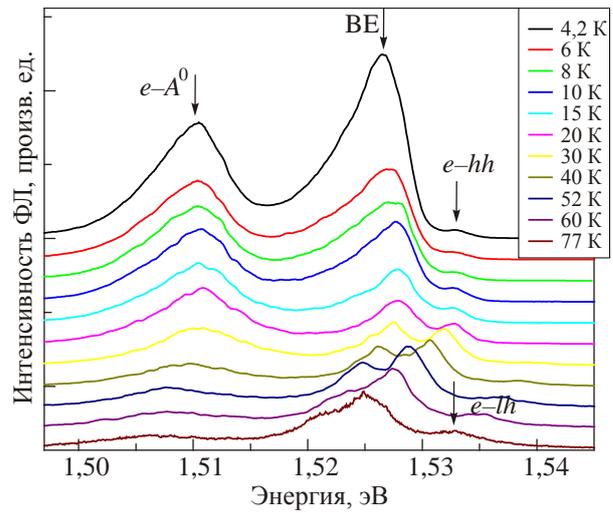


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Спектры фотолюминесценции образца с нейтральными акцепторами в квантовой яме шириной 15 нм в зависимости от температуры.

несценции структур, содержащих только нейтральные акцепторы. На рис. 7 представлены температурные зависимости спектров фотолюминесценции нашей контрольной структуры с нейтральными акцепторами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs шириной 15 нм. Линия рекомбинации электрона на акцептор $e-A^0$ отстоит от линии рекомбинации экситонов с тяжелой дыркой на энергию $E_A^0 - E_{X_{hh}}$, где E_A^0 — энергия связи акцептора, а $E_{X_{hh}}$ энергия связи экситона. При повышении температуры уменьшается интенсивность линии перехода зона-примесь $e-A^0$ и линии рекомбинации экситона, связанного на примеси BE, вследствие температурной ионизации акцепторов. При температуре жидкого азота в спектре доминируют линии рекомбинации экситонов с тяжелой и легкой дыркой.

Иной вид имеет температурная зависимость спектров фотолюминесценции структуры с A^+ центрами, приведенная на рис. 8. При низкой температуре в спек-

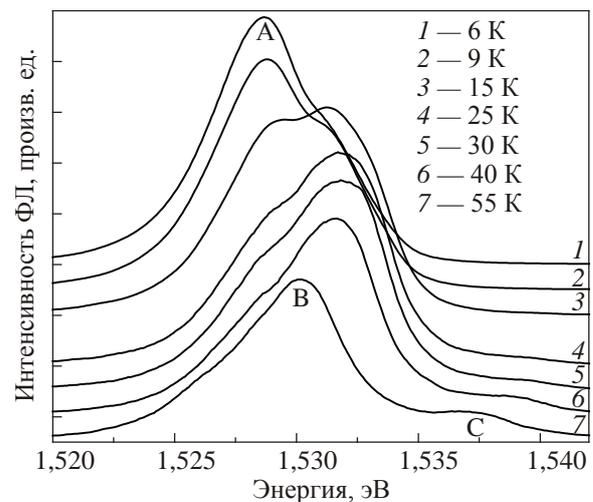


Рис. 8. Спектры фотолюминесценции, снятые при разных температурах, на образце с A^+ центрами с квантовой ямой шириной 15 нм.

тре присутствует только линия A рекомбинации на A^+ центр. Повышение температуры приводит к постепенному опустошению A^+ зоны и заполнению хвоста плотности состояний валентной зоны. На спектрах это выглядит как появление высокоэнергетического плеча с повышением температуры. При 77 К спектр имеет такой же вид, как и спектр структуры с нейтральными акцепторами и состоит из линий экситонов с тяжелой и легкой дыркой, обозначенных, соответственно, B и C . В работе [18] была произведена точная идентификация линий B и C методом измерения линейной поляризации фотолюминесценции при одноосном сжатии образца. Зависимости поляризационного отношения от приложенного давления и сопоставление их с теоретическим анализом, выполненным в рамках деформационного гамильтониана Бира–Пикуса, однозначно указали на связь этих линий с подзонами тяжелой и легкой дырок.

Картину перекрытия валентной и A^+ зон так же дополняет зависимость спектров фотолюминесценции от интенсивности накачки приведенная на рис. 9. При низкой накачке в спектре присутствует только линия рекомбинации на A^+ центр. Повышение интенсивности излучения приводит к заполнению фотовозбужденными дырками хвоста плотности состояний валентной зоны и к появлению высокоэнергетического плеча в спектре.

5. Переход сильная–слабая локализация в A^+ зоне

Как это происходит и для обычной, нейтральной примеси, волновые функции A^+ центров при увеличении их концентрации начинают перекрываться. Это приводит к делокализации дырок в верхней зоне Хаббарда и к изменению характера проводимости при низких

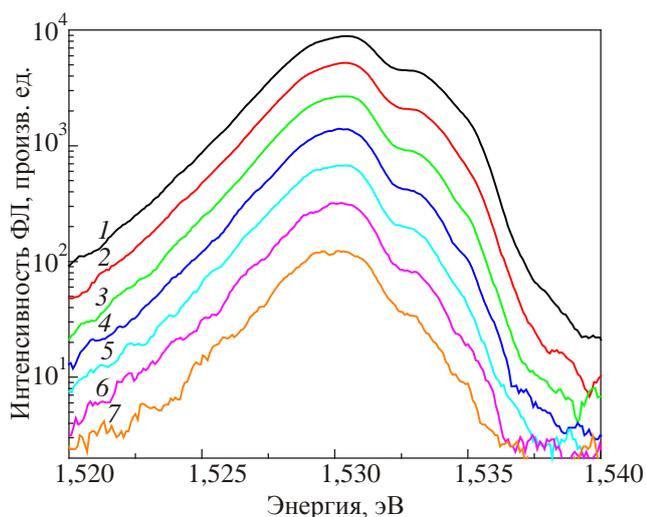


Рис. 9. (Онлайн в цвете) Спектры фотолюминесценции на образце с A^+ центрами с квантовой ямой шириной 15 нм, снятые при разных интенсивностях накачки, мВт: 61 (1), 31 (2), 15 (3), 8 (4), 4 (5), 2 (6), 1 (7).

температурах. Переход от сильной к слабой локализации в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs с заполненной верхней зоной Хаббарда исследовали посредством транспортных измерений [19]. При этом происходил переход от экспоненциальной к логарифмической зависимости проводимости от температуры, сопровождаемый изменением знака магнитосопротивления. Изменения локализации дырок в аналогичных структурах наблюдались и нами в оптических измерениях.

Для изучения локализации рекомбинирующих зарядов нами были измерены сдвиги линии и степени циркулярной поляризации фотолюминесцентного перехода электрона на A^+ центры в зависимости от приложенного магнитного поля [20]. Исследовались образцы с квантовой ямой шириной 18 нм, поверхностная концентрация A^+ центров в образцах изменялась в диапазоне от $1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Магнитное поле прикладывалось в геометрии Фарадея параллельно оси роста образца.

Два факта в наших измерениях свидетельствуют об экспериментальном наблюдении перехода от сильной к слабой локализации при изменении концентрации A^+ центров в образцах. Во-первых, при увеличении концентрации происходит изменение характера сдвига линий фотолюминесценции (рис. 10). При малых концентрациях сдвиг представляет собой параболу, что характерно для рекомбинации локализованных носителей. Для образца с максимальной концентрацией легирования мы наблюдали переход от параболической к линейной зависимости в поле порядка 2 Тл. При этом линейная зависимость совпадает с наклоном циклотронной энергии для электронов в GaAs. Это наблюдение свидетельствует о том, что при увеличении концентрации происходит перекрытие волновых функций отдельных A^+ центров. Как следствие, дырки в верхней зоне Хаббарда делокализуются и экранируют флуктуации электростатического потенциала случайно расположенных зарядов. Все это приводит к увеличению радиуса локализации рекомбинирующих электронов и переходу к линейной зависимости сдвига линии люминесценции в магнитном поле, характерной для свободных электронов. При этом магнитная длина, соответствующая полю, при котором происходит переход ≈ 20 нм, характеризует радиус локализации электронов.

Вторым установленным фактом является то, что в образце с максимальной концентрацией A^+ центров качественно изменяется спектральная зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции. В образцах с концентрацией от $1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ спектральная зависимость циркулярной поляризации перехода электрона на A^+ центр выглядит аналогично зависимости, полученной нами для образца с квантовой ямой шириной 9 и 15 нм с концентрацией $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4). В образце с максимальной кон-

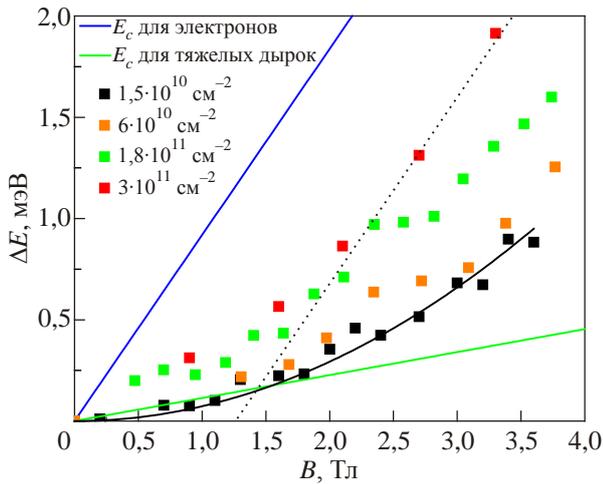


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Сдвиги линий люминесцентного перехода электронов на A^+ центры в зависимости от магнитного поля для различных концентраций A^+ центров.

центрацией линия рекомбинации электрона на A^+ центр приобретает значительную отрицательную поляризацию (рис. 11). Это также объясняется делокализацией рекомбинирующих электронов. Электроны в квантовых ямах на основе GaAs шириной 18 нм имеют отрицательный g -фактор, что должно приводить к отрицательной поляризации фотолюминесценции в магнитном поле [21]. Однако в наших экспериментах для переходов на A^+ центр отрицательная поляризация электронов обычно не проявляется. Это объясняется тем, что рекомбинирующие электроны локализованы, а локализованные электроны имеют относительно большие времена спиновой релаксации. Если же время жизни электронов меньше, чем время спиновой релаксации, то электроны успевают ориентироваться маг-

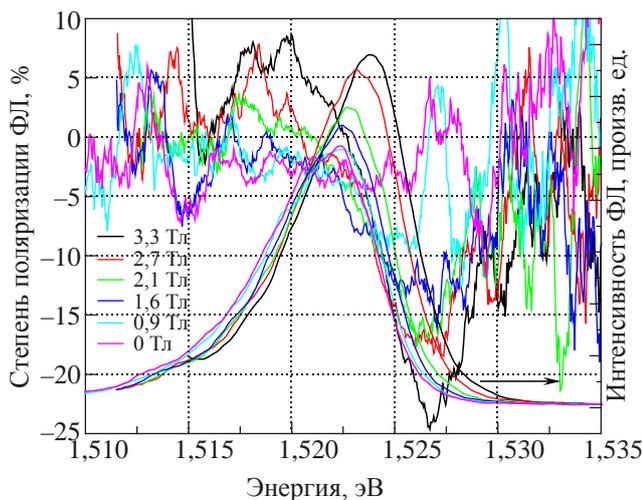


Рис. 11. (Онлайн в цвете) Спектры фотолюминесценции и спектральные зависимости степени циркулярной поляризации, измеренные при разных значениях приложенного магнитного поля, для образца с поверхностной концентрацией A^+ центров $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

нитным полем и дают нулевой вклад в циркулярную поляризацию. При увеличении концентрации электроны делокализируются, при этом для них начинает работать эффективный механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля [22]. Электроны успевают перераспределиться по расщепленным магнитным полем уровням за время жизни и, как следствие, дают отрицательный вклад в циркулярную поляризацию.

6. О возможности оптического детектирования кулоновской щели

Как было теоретически показано Шкловским и Эфросом [23], в плотности локализованных состояний на уровне химического потенциала при устремлении температуры к нулю возникает щель. Причиной появления щели является кулоновское взаимодействие и связанная с ним корреляция между пространственным и энергетическим положениями электронных состояний.

Рассмотрим совокупность частично заполненных локализованных состояний в окрестности уровня химического потенциала μ при нулевой температуре (рис. 12). В основном состоянии все уровни ниже μ по энергии заполнены, а выше — пусты. Изменение энергии системы при переносе одного электрона с заполненного состояния в пустое равно $\Delta_{ij} = \epsilon_j - \epsilon_i - e^2 / r_{ij}$. По определению основного состояния при таком переходе $\Delta_{ij} > 0$. Если устремлять $\epsilon = \epsilon_j - \epsilon_i$ к нулю, для выполнения этого неравенства r_{ij} будет необходимо устремить к бесконечности так, чтобы $\epsilon_{ij} > e^2 / r_{ij}$. Это будет означать стремление плотности состояний к нулю на уровне химического потенциала и появление щели. Форма щели зависит от размерности системы и выглядит как $g_{3D}(E) \sim (E - \mu)^2$, и $g_{2D}(E) \sim |E - \mu|$ для объемных и двумерных систем соответственно [24]. Обычными методиками для экспериментального изучения кулоновской щели являются измерения температурной зависимости проводимости [25] и измерения плотности состояний с помощью туннельной спектроскопии [26]. Так как теоретическая интерпретация этих экспериментов не всегда однозначна, представляется актуальным разработать новый метод экспериментального обнаружения щели.

Предлагаемый нами метод основан на двух следующих предположениях: спектры рекомбинационного

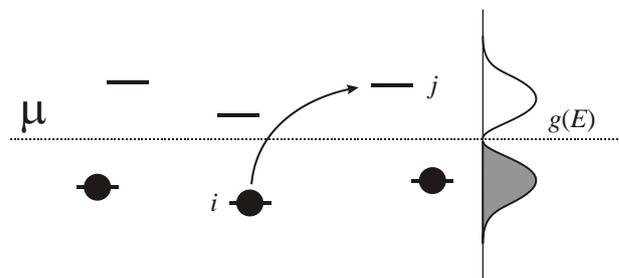


Рис. 12. Кулоновская щель в плотности локализованных состояний.

излучения зона–примесь непосредственно связаны с плотностью заполненных состояний в примесной зоне, тогда как спектры поглощения с участием этих же переходов зависят от плотности пустых состояний примесной зоны. Сопоставление этих двух спектров может содержать информацию о наличии кулоновской щели. Оптические спектры полупроводников обычно уширены вследствие энергетического беспорядка зонной структуры. Энергетический беспорядок можно разделить на два типа: флуктуации ширины запрещенной зоны и электростатический беспорядок. Первый тип беспорядка присутствует в твердых растворах и связан с флуктуациями состава. В двумерных системах его порождают флуктуации ширины квантовых ям. Электростатический беспорядок связан с наличием в полупроводниках компенсации и ионизированных примесей. Следствием его является туннельный, непрямой в пространстве, характер рекомбинационных переходов. Предлагаемый нами метод будет работать только в том приближении, когда беспорядок первого типа намного меньше, чем беспорядок второго.

Схема оптических переходов поглощения и рекомбинации в условиях электростатического беспорядка для основного состояния при нулевой температуре и полупроводника *p*-типа приведена на рис. 13. Энергия таких переходов равна $\hbar\omega = E_g - \varepsilon_{ij} + e^2 / r_{ij}$. Здесь мы разбиваем непрямой в пространстве переход на два виртуальных перехода: прямой переход с энергией E_g и прыжок внутри зоны на расстояние r_{ij} , с изменением энергии на ε_{ij} . При этом для процесса поглощения $\varepsilon_{ij} < 0$ так, что вся энергия переходов в спектре поглощения $\hbar\omega > E_g$. Для излучательных переходов $\varepsilon_{ij} > 0$, однако переходы с $\varepsilon_{ij} < e^2 / r_{ij}$ подавлены в силу наличия кулоновской щели. Это приводит к тому, что излучательные переходы будут иметь энергию $\hbar\omega < E_g$. Интенсивность поглощения и излучения с энергией $\hbar\omega = E_g$ должна стремиться к нулю при понижении температуры.

Чтобы проверить эту модель мы провели измерения спектров фотолюминесценции и фотовозбуждения в структуре с большим кулоновским беспорядком [27]. Действительно, обычно предполагается, что спектры фотовозбуждения прямо соответствуют спектрам по-

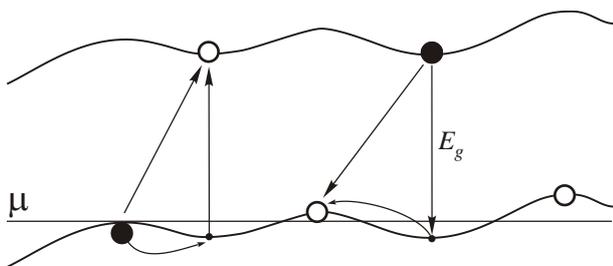


Рис. 13. Схема оптических переходов поглощения и излучения при наличии в плотности состояний кулоновской щели.

глощения материала, но могут измеряться в одном эксперименте с измерением люминесценции. В качестве структуры с малым беспорядком первого типа и большим беспорядком второго был выбран образец с шириной квантовой ямы 18 нм и концентрацией легирования $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В настолько широких ямах флуктуации ширины запрещенной зоны, связанные с флуктуациями ширины ямы, относительно малы. Концентрация A^+ центров в этом образце наибольшая из тех, что не достигает перехода в состояние со слабой локализацией согласно нашим измерениям. Дополнительным ориентиром служило то, что в аналогичных структурах с заполненной верхней зоной Хаббарда кулоновская щель проявлялась в транспортных измерениях [28].

Измеренные спектры фотолюминесценции и фотовозбуждения приведены на рис. 14. Измерения проводили при двух температурах, ниже и выше энергии кулоновского взаимодействия на среднем расстоянии между A^+ центрами. На графиках хорошо видно, что при низкой температуре высокоэнергетический край спектра фотолюминесценции разделяется с низкоэнергетическим краем спектра фотовозбуждения, что соответствует предложенной нами в модели картине появления кулоновской щели.

Этот результат можно сравнить с известными из научной литературы результатами для квантовых ям со значительным беспорядком первого типа [29]. Для таких квантовых ям при низких температурах характерно значительное перекрытие спектров фотовозбуждения и фотолюминесценции. Для количественной оценки их перекрытия используется так называемый сдвиг Стокса, равный расстоянию между максимумами излучения и поглощения. В квантовых ямах с беспорядком первого типа он равен $S = 0,6W$, где W — ширина ли-

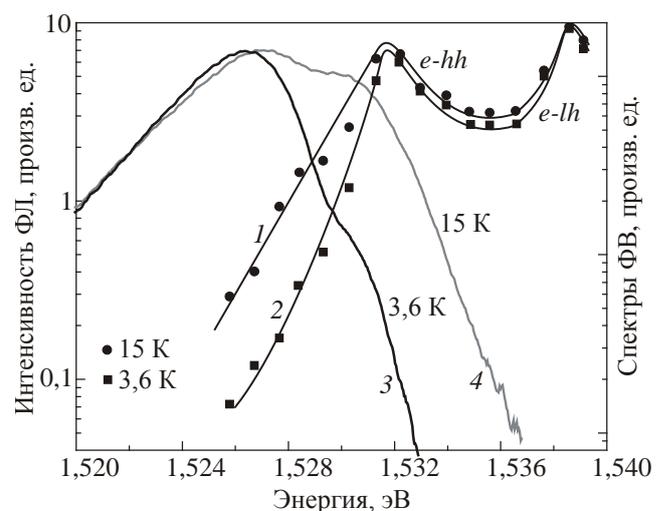


Рис. 14. Спектры фотолюминесценции и фотовозбуждения образца с концентрацией A^+ центров $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при температурах, К: 15 (1), 3,6 (2), 4 (3), 15 (4).

ний. В наших измерениях сдвиг Стокса равен $S = 1,2W$, что также подтверждает нашу интерпретацию экспериментальных данных.

7. Заключение

С помощью большого диапазона оптических методик были исследованы полупроводниковые структуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, легированные бериллием таким образом, что при низких температурах в ямах формировались положительно заряженные акцепторы. Изучались структуры в широком диапазоне ширин квантовых ям и концентраций. К основным результатам работы следует отнести установление спиновой структуры основного состояния изолированного A^+ центра $J_z = 0$, обнаружение перекрытия примесной A^+ зоны и валентной зоны, исследование влияния перехода сильная–слабая локализация на оптические свойства структур. Кроме того, впервые предложена методика оптического исследования кулоновской щели. Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда №14-12-00255.

1. H. Bethe, *Z. Phys.* **57**, 815 (1929).
2. M.A. Lampert, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 450 (1958).
3. N. Mott, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 677 (1968).
4. P. Norton, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 164 (1976).
5. E. Gershenson, A. Mel'nikov, R. Rabinovich, and N. Serebryakova, *Phys. Usp.* **23**, 684 (1980).
6. V.L. Ginzburg, *Sov. Phys. Usp.* **24**, 585 (1981).
7. S. Huant, S.P. Najda, and B. Etienne, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1486 (1990).
8. A.B. Dzyubenko, A. Mandray, S. Huant, A.Y. Sivachenko, and B. Etienne, *Phys. Rev. B* **50**, 4687 (1994).
9. J. Kono, S.T. Lee, M.S. Salib, G.S. Herold, A. Petrou, and B.D. McCombe, *Phys. Rev. B* **52**, R 8654 (1995).
10. T. Pang and S.G. Louie, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1635 (1990).
11. N. Agrinskaya, Y.L. Ivanov, V. Ustinov, and D. Poloskin, *Semiconductors* **35**, 550 (2001).
12. N. Agrinskaya, V. Kozub, Y.L. Ivanov, V. Ustinov, A. Chernyaev, and D. Shamshur, *J. Exp. Theor. Phys.* **93**, 424 (2001).
13. Y.L. Ivanov, N. Agrinskaya, P. Petrov, V. Ustinov, and G. Tsyrlin, *Semiconductors* **36**, 929 (2002).
14. N. Agrinskaya, Y.L. Ivanov, P. Petrov, and V. Ustinov, *Solid State Commun.* **126**, 369 (2003).
15. R.C. Miller, *J. Appl. Phys.* **56**, 1136 (1984).
16. N. Averkiev and A. Rodina, *Phys. Solid State* **35**, 538 (1993).
17. P. Petrov, Y.L. Ivanov, V. Sedov, N. Sablina, and N. Averkiev, *Physica B* **404**, 5148 (2009).
18. N. Averkiev, Y.L. Ivanov, A. Krasivichev, P. Petrov, N. Sablina, and V. Sedov, *Semiconductors* **42**, 316 (2008).

19. N. Agrinskaya, V. Kozub, D. Poloskin, A. Chernyaev, and D. Shamshur, *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* **80**, 30 (2004).
20. P. Petrov, Y.L. Ivanov, and N. Averkiev, *Semiconductors* **45**, 776 (2011).
21. R.M. Hannak., M. Oestreich, A.P. Heberle, and W.W. Rühle, *Solid State Commun.* **93**, 313 (1995).
22. M. Dyakonov and V. Perel, *Sov. Phys. Solid State* **13**, 3023 (1972).
23. A. Efros and B. Shklovskii, *J. Phys. C* **8**, L49 (1975).
24. A. Efros and B. Shklovskii, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo (1984).
25. A. Zabrodskii, *Philos. Mag. B* **81**, 1131 (2001).
26. J. Massey and M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4266 (1995).
27. P. Petrov, Y.L. Ivanov, N. Averkiev, and A.Y. Silov, *Solid State Commun.* **152**, 2185 (2012).
28. N. Agrinskaya, V. Kozub, V. Ustinov, A. Chernyaev, and D. Shamshur, *J. Exp. Theor. Phys. Letters* **76**, 360 (2002).
29. F. Yang, M. Wilkinson, E. Austin, and K. O'Donnell, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 323 (1993).

Spin and charge effects caused by positively charged acceptors in GaAs/AlGaAs quantum wells

P.V. Petrov, Y.L. Ivanov, and N.S. Averkiev

Optical data on GaAs/AlGaAs quantum well structures with positively charged acceptors (A^+ centers) are presented. The magneto-optical measurements have provided information on spin structure and localization in the 2D system of A^+ centers. The temperature properties of photoluminescence were used to study the energy structure of the A^+ band. The analysis of all experimental data obtained by different optical methods and their comparison with the results of transport measurements given in literature made it possible to a unified physical picture of charge and spin phenomena in such systems. A new approach has been proposed that permits the Coulomb gap appearing at low temperatures in the density of localized states to be studied by using optical measurements.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;
71.23.-k Electronic structure of disordered solids;
73.90.+f Other topics in electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures.

Keywords: quantum wells, positively charged acceptors, photoluminescence.