

# Циркулярная поляризация фотолюминесценции двумерной системы $A^+$ -центров в магнитном поле

© П.В. Петров<sup>¶</sup>, Ю.Л. Иванов, Н.С. Аверкиев

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

(Получена 21 декабря 2010 г. Принята к печати 27 декабря 2010 г.)

Экспериментально путем поляризационных фотолюминесцентных измерений, были исследованы образцы с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs с различной концентрацией  $A^+$ -центров. Наблюдались качественные отличия спектральной зависимости циркулярной поляризации и энергетических сдвигов в магнитном поле для образцов, находящихся в режиме слабой и сильной локализации. Полученные результаты объяснены в рамках предложенной модели оптических переходов локализованных и свободных электронов на  $A^+$ -центры.

## 1. Введение

$A^+$ -центры в полупроводниках образуются по аналогии с отрицательно заряженным ионом водорода  $H^-$  [1], т. е. нейтральный акцептор посредством дипольного взаимодействия локализует на себе дополнительную дырку. В объемном материале энергия связи дополнительного носителя заряда составляет около 5% эффективного Ридберга, однако в квантовых ямах эта энергия значительно возрастает вследствие квантово-размерного ограничения [2,3]. Кроме того, в структурах с квантовыми ямами существует возможность одновременного легирования ям и барьеров и получения таким образом стационарных  $A^+$ -центров с произвольной поверхностной концентрацией.  $A^+$ -центры являются изолированными состояниями в верхней зоне Хаббарда, соответственно их изучение представляет интерес в отношении фундаментальной проблемы перехода металл–диэлектрик. Как оптические, так и транспортные свойства двумерных структур с  $A^+$ -центрами на основе GaAs/AlGaAs:Be изучаются в течение последнего десятилетия. В наших предыдущих работах была обнаружена линия фотолюминесценции, соответствующая оптическим переходам из зоны проводимости на  $A^+$ -центры [3], а также исследованы ее свойства при различных температурах и интенсивностях накачки [4]. В фотолюминесцентных спектрах исследованных структур были идентифицированы линии переходов свободных электронов на  $A^+$ -центры, а также линии рекомбинации зона–зона для легких и тяжелых дырок. Кроме этих линий в спектре подобных структур наблюдалась еще одна низкоэнергетическая составляющая, окончательная природа которой не была установлена.

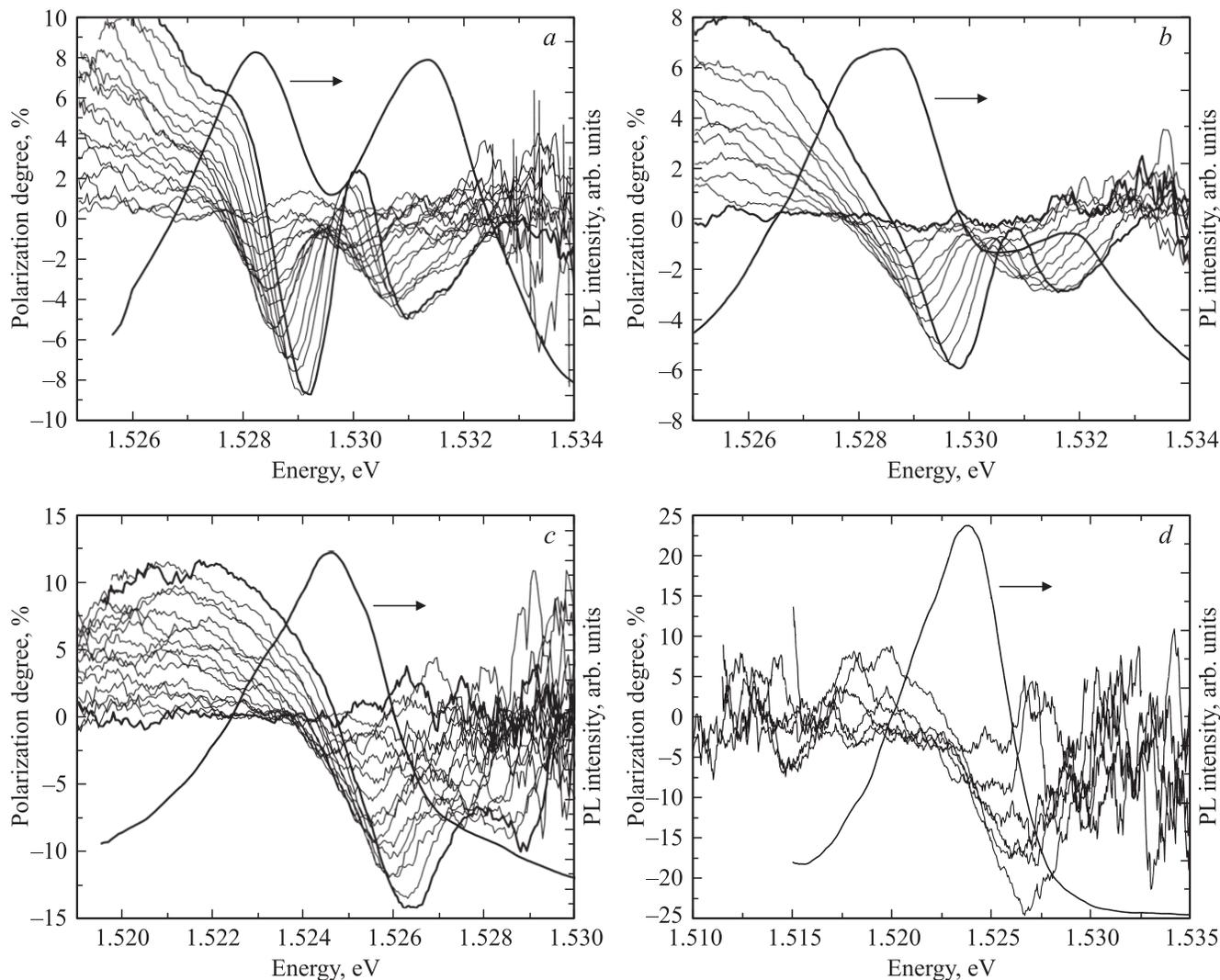
В данной работе произведены измерения циркулярной поляризации фотолюминесценции образцов, содержащих  $A^+$ -центры с различной концентрацией в магнитном поле в геометрии Фарадея. Также исследовались энергетические сдвиги линий в магнитном поле. Путем анализа экспериментальных данных по поляризации показано, что основным состоянием  $A^+$ -центра в квантовой яме GaAs/AlGaAs является состояние с проекцией

момента на ось квантования  $m_j = 0$ . Экспериментальные данные также свидетельствуют в пользу того, что низкоэнергетическая линия, ранее неизвестной природы, является рекомбинацией  $A^+$ -центров и электронов, локализованных в минимумах флуктуаций электростатического потенциала. Кроме того, была обнаружена качественно отличная картина спектров поляризации и энергетических сдвигов в магнитном поле у образца с наибольшей концентрацией. Мы объясняем это тем, что образец с наибольшей концентрацией находится в режиме слабой локализации. Величина концентрации, при которой наблюдается переход от режима сильной локализации к режиму слабой локализации [5], согласно нашим оптическим данным, количественно совпадает с концентрацией, при которой такой переход наблюдался в транспортных измерениях [6].

## 2. Эксперимент

В работе исследовались четыре образца GaAs/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As с поверхностной концентрацией  $A^+$ -центров в квантовых ямах  $N_s$  от  $3 \cdot 10^{10}$  до  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Образцы выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии следующим образом. На полуизолирующей подложке выращивался буферный слой толщиной 200 нм из Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As. Далее растилась последовательность из десяти квантовых ям GaAs шириной 18 нм, разделенных барьерами по 30 нм. В центре каждой ямы бериллием легировался слой толщиной 3 нм, а на расстоянии от края ямы 70 нм легировались слои в барьерах с таким учетом, чтобы поверхностная концентрация акцепторов в барьерных слоях равнялась поверхностной концентрации легированного слоя в яме. После этого выращивался еще один слой Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As толщиной 250 нм, который покрывался защитным слоем GaAs 20 нм. Измерения фотолюминесценции производились при температуре 4.2 К. Фотолюминесценция возбуждалась полупроводниковым лазером мощностью 60 мВт, длиной волны 660 нм. При измерении степени циркулярной поляризации фотолюминесценции для уменьшения погрешности производилась модуляция поляризации с помощью ячейки Погкельса, на

<sup>¶</sup> E-mail: pavel.petrov@gmail.com



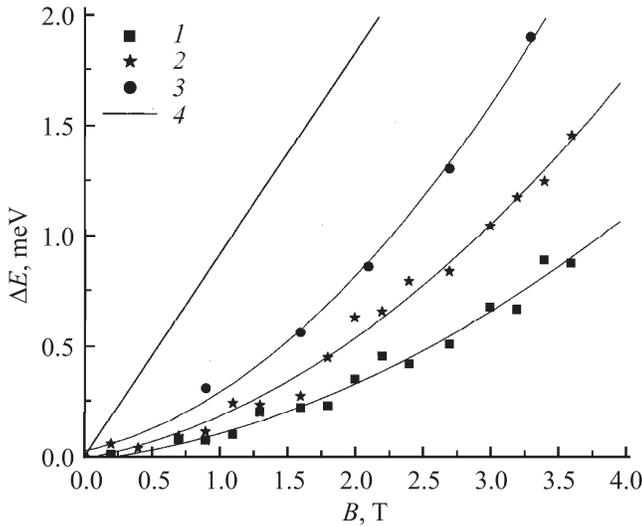
**Рис. 1.** Спектральные зависимости циркулярной поляризации фотолюминесценции образцов с концентрацией  $A^+$ -центров  $N_s, 10^{10} \text{ см}^{-2}$ : *a* — 3, *b* — 6, *c* — 18, *d* — 30 в магнитных полях от 0 до 3.5 Т, снятые при температуре  $T = 4.2 \text{ К}$ . Спектры фотолюминесценции приведены для магнитного поля 3.5 Т.

которую прикладывалось переменное напряжение в виде меандра с амплитудой  $\sim 3 \text{ кВ}$  и частотой 240 Гц. Для регистрации фотолюминесцентного сигнала использовался охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-62 с последующей двухканальной схемой счета фотонов.

На рисунках 1, *a-d* приведены спектры фотолюминесценции совместно со спектральной зависимостью степени циркулярной поляризации при различных значениях магнитного поля. Поверхностная концентрация  $A^+$ -центров возрастает от рис. 1, *a* к 1, *d* от  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  до  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . В спектрах первых трех образцов присутствуют две линии, при этом относительная интенсивность низкоэнергетической линии резко возрастает с увеличением концентрации  $A^+$ -центров. Спектральная зависимость поляризации низкоэнергетической линии имеет вид „производной“ от спектра, т.е. имеет поляризацию  $\sigma^+$  слева от максимума,  $\sigma^-$  справа от максимума и неполяризована в максимуме линии фотолю-

минесценции. Высокоэнергетическая линия поляризована преимущественно как  $\sigma^-$ , однако справа и слева от максимума линии имеется тенденция к положительной поляризации. Спектр образца 4 имеет всего лишь одну компоненту, поляризация которой преимущественно отрицательна.

На рис. 2 приведены зависимости энергетического сдвига максимумов линий от магнитного поля. Для наглядности на рисунке также приведена зависимость циклотронного сдвига для свободного электрона. Видно, что все экспериментально наблюдаемые энергетические сдвиги линий слабее, чем циклотронный сдвиг для свободного электрона, что свидетельствует: для фотовозбужденных электронов  $\omega_c \tau \ll 1$ , где  $\omega_c$  — циклотронная частота, а  $\tau$  — время релаксации электрона по импульсу. Наибольший сдвиг, в высоких полях достигающий циклотронного сдвига свободного электрона, наблюдается на единственной линии фотолюминесценции



**Рис. 2.** Сдвиги линий фотолуминесценции в магнитном поле: 1 — низкоэнергетическая линия образца 1, 2 — высокоэнергетическая линия образца 1, 3 — единственная линия образца 4, 4 — циклотронный сдвиг  $\hbar\omega_c$  для свободного электрона. Сплошные кривые — подгонка параболическими зависимостями.

образца 4. Для образцов 1, 2 и 3 энергетические сдвиги существенно меньше, при этом высокоэнергетическая линия сдвигается сильнее, чем низкоэнергетическая.

### 3. Обсуждение

Как мы указывали в предыдущих работах [4,7], для объяснения наблюдаемых на образцах с  $A^+$ -центрами спектров фотолуминесценции, необходимо учитывать два факта. Во-первых, мы имеем дело со случайным расположением заряженными центрами. Следовательно, всегда найдутся такие пары центров, энергия кулоновского отталкивания между которыми больше, чем  $E_{A^+}$  — энергия связи  $A^+$ -центра. В этом случае дырка с одного из  $A^+$ -центров делокализуется и перейдет в какой-либо из минимумов флуктуирующего электростатического потенциала. В результате таких процессов, при нулевой температуре, на зависимости плотности состояний от энергии (рис. 3, слева) состояния  $A^+$ -центров и состояния свободных дырок будут перекрываться вблизи уровня Ферми  $E_F$ . Второй, существенный для объяснения экспериментальных данных, факт заключается в том, что эффективная масса электронов в наших структурах на порядок меньше массы тяжелых дырок. Вследствие этого, электрон свободно туннелирует сквозь флуктуации потенциала. Таким образом, в спектре фотолуминесценции линии переходов электрона на  $A^+$ -центры и на свободные дырки не отстоят друг от друга на энергию связи  $A^+$ -центра, а сливаются в одну составляющую, соответствующую плотности распределений для дырок. Эта составляющая проявляется в спектрах как высокоэнергетическая линия.

Чтобы объяснить наличие второй, низкоэнергетической составляющей спектра, рассмотрим сначала комбинацию изолированных в бесконечной квантовой яме  $A^+$ -центра и электрона. В такой системе существует два возможных пути рекомбинации: прямой оптический переход свободного электрона на  $A^+$ -центр, либо локализация электрона на  $A^+$ -центре путем образования связанного на акцепторе экситона с последующей его рекомбинаций. Действительно, экситон, связанный на акцепторе, состоит из иона примеси, двух дырок и одного электрона и, следовательно, может возникать как в результате локализации свободного экситона на нейтральном акцепторе, так и через локализацию свободного электрона на  $A^+$ -центре. Однако, когда в квантовой яме находится много случайно разбросанных  $A^+$ -центров, ситуация усложняется в силу наличия флуктуаций электростатического потенциала в плоскости ямы. В этом случае электрон может локализоваться либо на изолированном  $A^+$ -центре, образуя связанный экситон, либо в минимумах флуктуаций потенциала, в зависимости от того, какая из энергий связи больше.

Амплитуда флуктуаций в нашей системе ограничивается экранировкой, возникающей в результате отрыва некоторых дырок от  $A^+$ -центров, в том случае если флуктуации превышают энергию связи  $A^+$ -центра. Пренебрегая для простоты наличием ионизированных примесей в барьере и учитывая только попарное взаимодействие  $A^+$ -центров, можно получить оценки количества оторванных дырок, а также средней кулоновской энергии взаимодействия  $A^+$ -центра с ближайшим соседом. Для нахождения плотности распределения центров по энергии взаимодействия  $g(\epsilon)$  необходимо подсчитать концентрацию пар, взаимодействующих с энергией в интервале  $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$ . Вероятность того, что около определенного  $A^+$ -центра находится еще один центр, есть  $2\pi N_s r dr$ , а вероятность того, что энергия их взаимодействия лежит в интервале  $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$ , есть  $2\pi N_s r \frac{d\epsilon}{d\epsilon} d\epsilon$ , где  $r = e^2/\kappa\epsilon$ ,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость. Находя концентрацию таких пар, надо эту вероятность умножить на  $N_s$  и поделить пополам, чтобы не учитывать каждый центр дважды, что дает

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

Концентрация  $A^+$ -центров  $n_s$ , на которые воздействует потенциал соседа, превышающая  $E_{A^+}$ , 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  $N_s^{-1/2}$ , т.е.  $n_s$  — это концентрация дырок, которые будут оторваны от  $A^+$ -центров и перейдут в минимумы потенциальных флуктуаций в результате взаимодействия со стороны ближайшего соседа.

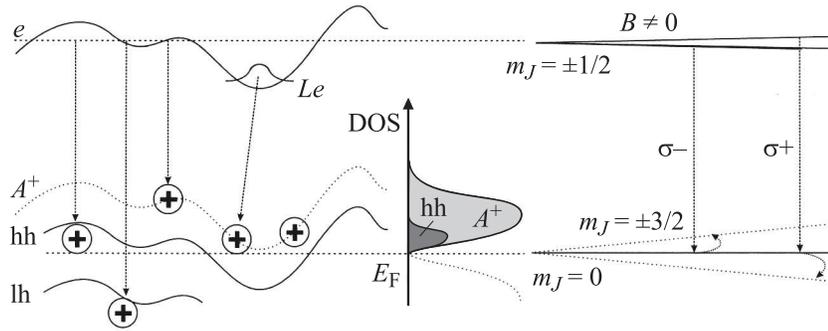


Рис. 3. Зонная структура образцов с  $A^+$ -центрами и схема наблюдаемых оптических переходов.

Вычислить среднюю энергию взаимодействия  $A^+$ -центра с ближайшим соседом  $\bar{E}$  возможно, используя функцию распределения по расстоянию для ближайшего соседа в системе случайно расположенных центров [8]

$$w(r) = 2\pi r N_s \exp(-\pi r^2 N_s).$$

Средняя энергия кулоновского взаимодействия при этом

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} \frac{e^2}{\kappa r} w(r) dr.$$

Чтобы учесть тот факт, что в результате взаимодействия с ближайшим соседом дырка может оторваться от  $A^+$ -центра, необходимо заменить нижний предел интегрирования на  $r_{\min} = e^2/\kappa E_{A^+}$ . После несложных преобразований получается

$$\bar{E}/e_q = \pi \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\pi} E_q/E_{A^+}).$$

Энергия  $E_{A^+}$  в подобных квантовых ямах составляет величину порядка 0.3 эффективного Ридберга, или  $\approx 8-10$  мэВ [3]. Энергия  $E_q$  для концентраций образцов 1–3 составляет 2–4 мэВ. Следовательно, средняя энергия взаимодействия с ближайшим соседом в наших образцах будет составлять  $\bar{E} \approx 1 - 2E_q$ , т.е. около 3–4 мэВ для наших концентраций. Полная энергия связанного экситона  $E_{\text{BE}}$  для таких квантовых ям составляет величину около 12 мэВ. Если рассматривать связанный экситон как электрон, локализованный на  $A^+$ -центре, то энергия его локализации будет  $E_{\text{BE}} - E_{A^+} \approx 2-4$  мэВ, что меньше или равно средней энергии взаимодействия с ближайшим соседом.

Данные оценки позволяют предположить, что в исследованных квантовых ямах фотовозбужденный электрон локализуется предпочтительно в минимумах электростатического потенциала, нежели на изолированных  $A^+$ -центрах. Рассмотрим флуктуацию в круге площадью  $R^2$ . Среднеквадратичная флуктуация числа заряженных центров с концентрацией  $N_s$  в таком круге равна  $(R^2 N_s)^{1/2}$ . Такая флуктуация зарядов создает локализационный потенциал для электрона, равный

$$U = (R^2 N_s)^{1/2} e^2/\kappa R = e^2 N^{1/2}/\kappa.$$

Для наших концентраций величина  $U \approx 2-4$  мэВ, что хорошо согласуется с наблюдаемым в эксперименте энергетическим расстоянием между пиками рекомбинации свободного и локализованного электрона. Для вычисления точной средней энергии локализации необходимо, разумеется, решить квантовую многочастичную задачу об энергии основного состояния системы из двух  $A^+$ -центров и электрона, и найти ее зависимость  $U(r)$  от расстояния между центрами и проинтегрировать выражение

$$\bar{U} = \int_{r_{\min}}^{\infty} U(r) w(r) dr.$$

Амплитуда флуктуаций  $U$  растет вместе с увеличением концентрации заряженных центров. Этим объясняется то, что в спектрах фотолюминесценции (рис. 1, *a, b, c*) относительная величина линии рекомбинации локализованных электронов увеличивается с увеличением концентрации  $N_s$ .

#### 4. Сдвиги линий в магнитном поле

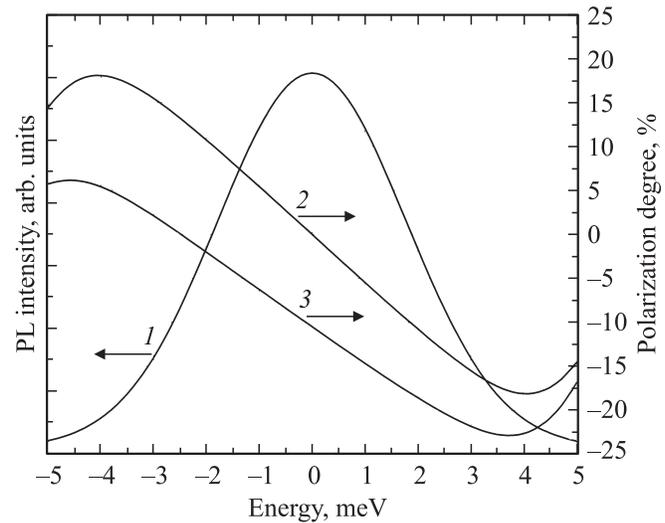
Опираясь на предложенную модель фотолюминесценции двумерной системы случайно расположенных  $A^+$ -центров, несложно объяснить наблюдаемые экспериментально зависимости сдвигов линий фотолюминесценции от магнитного поля (рис. 2). Все наблюдаемые сдвиги меньше, чем циклотронный сдвиг для свободного электрона из-за значительного рассеяния электронов на ионизированных примесях, а следовательно малого  $\omega_c \tau$ . При промежуточных концентрациях (образцы 2 и 3) энергетические сдвиги минимальны, при этом сдвиг линии рекомбинации свободного электрона почти не отличается от сдвига локализованного, так как в этом случае длина свободного пробега электрона сравнима с радиусом его локализации. При минимальной концентрации (образец 1) линия рекомбинации свободного электрона сдвигается в магнитном поле сильнее линии рекомбинации локализованного, однако величина сдвига по-прежнему не достигает циклотронной. Величина сдвига максимальна и в сильных полях стремится к циклотронной в образце 4 с наибольшей концентрацией

легирования. Столь сильное отличие от образцов с меньшими концентрациями вызвано тем, что при концентрации  $A^+$ -центров порядка  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  происходит переход сильная-слабая локализация [6]. В образце, находящемся в режиме слабой локализации, волновые функции  $A^+$ -центров сильно перекрываются, а флуктуации электростатического потенциала — экранируются. Вследствие этого мы наблюдаем единственную составляющую в спектре, соответствующую переходу свободного электрона. Сдвиг этой линии максимален, так как рассеяние электронов на заэкранированном потенциале примесей — мало.

## 5. Циркулярная поляризация фотолюминесценции

Наблюдаемые экспериментально спектральные зависимости циркулярной поляризации фотолюминесценции в магнитном поле легче объяснить, если вначале для простоты пренебречь поляризуемостью электрона. В объемном материале основным состоянием двух дырок  $A^+$ -центра является состояние с полным моментом дырок  $J = 2$  [9]. Потенциал квантовой ямы расщепляет основное состояние на два состояния с проекциями момента на ось квантования  $m_J = 0$  и  $m_J = \pm 1, \pm 2$ , причем состояние  $m_J = 0$  становится основным. Волновая функция такого состояния  $\Psi \approx \Psi_{3/2}(r_1)\Psi_{-3/2}(r_2) + \Psi_{1/2}(r_1)\Psi_{-1/2}(r_2)$ , где  $r_1$  и  $r_2$  — координаты дырок. Так как вероятность оптических переходов с участием состояний  $\Psi_{3/2}(r_1)\Psi_{-3/2}(r_2)$  в три раза больше, чем у состояний  $\Psi_{1/2}(r_1)\Psi_{-1/2}(r_2)$ , для упрощения будем рассматривать только дырки с проекцией момента  $3/2$ .

На рис. 3 справа показаны возможные оптические переходы. До рекомбинации  $A^+$ -центр находится в состоянии  $m_J = 0$  и магнитное поле на него никак не влияет. Однако после рекомбинации основное состояние нейтрального акцептора  $m_J = \pm 3/2$  расщепляется магнитным полем на величину  $2\mu g_{hh}B$ . При этом энергия получаемого фотона будет зависеть от его поляризации: фотон  $\sigma^-$  приобретет добавочную энергию  $\mu g_{hh}B$ , а фотон  $\sigma^+$  ее потеряет. Расщепление конечного состояния акцептора придает спектральной зависимости поляризации вид производной от спектра, поляризация положительна при низких энергиях, отрицательна при высоких и равна нулю в максимуме линии. Учтем теперь вклад в спектральную зависимость поляризации, обусловленный расщеплением электронных уровней в магнитном поле. В магнитном поле произойдет термическое переселение электронов по расщепленным уровням и оптические переходы будут поляризованы в меру отношения  $\mu g_e B/kT$ . На рис. 4 приведена рассчитанная спектральная зависимость циркулярной поляризации  $P_c = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$  в магнитном поле 3.5 Т при температуре 4.2 К с учетом и без учета электронной поляризации для линии фотолюминесценции гауссовой



**Рис. 4.** Рассчитанная спектральная зависимость степени циркулярной поляризации гауссовой линии фотолюминесценции ( $I$ ) в магнитном поле  $B = 3.5 \text{ Т}$  при температуре  $T = 4.2 \text{ К}$  для случаев нулевой (2) и ненулевой (3) поляризации электрона.

формы. При расчете использовались величины  $g$ -факторов дырки и электрона  $g_e = -0.4$ ,  $g_{hh} = 0.6$ , полученные в работах [10,11] для квантовых ям GaAs/AlGaAs шириной 18 нм. Для наглядности при сопоставлении с экспериментом в расчете учтено присутствие неполяризованного фонового излучения амплитудой  $\approx 1\%$  от амплитуды линии. При учете электронного вклада поляризационная картина в виде производной от спектральной линии модифицируется, приобретая преимущественно отрицательную поляризацию, так как  $g$ -фактор электрона в относительно широких квантовых ямах GaAs/AlGaAs — отрицателен.

Сравнивая вычисленные зависимости с экспериментальными данными, легко заметить, что все наблюдаемые в эксперименте линии фотолюминесценции имеют спектральную зависимость поляризации, сходную с проанализированной нами. При этом на образцах с малой концентрацией низкоэнергетическая компонента поляризована с наблюдаемым  $g$ -фактором электрона  $g_e \approx 0$ , тогда как у высокоэнергетической компоненты присутствует отрицательная электронная поляризация. В образце с высокой концентрацией наблюдается одна линия с ненулевой электронной поляризацией. В соответствии с нашей моделью высокоэнергетическая компонента связана с переходами свободных электронов на  $A^+$ -центры. Ее отрицательная поляризация, наблюдаемая в эксперименте, связана с поляризацией свободных электронов в магнитном поле. Однако необходимо объяснить, чем вызвано отсутствие электронной поляризации у низкоэнергетической линии рекомбинации электронов, локализованных в минимумах флуктуирующего потенциала. Причиной такого эффекта может являться то, что минимумы потенциала для электронов

и дырок пространственно удалены. При оптической рекомбинации электрон должен протуннелировать через потенциальный барьер. В магнитном поле радиус локализации электрона изменяется в зависимости от его момента, при этом электроны со спином по полю будут иметь меньший радиус. Таким образом, хотя, с одной стороны, электронов, ориентированных по полю в термодинамическом равновесии, будет больше, с другой стороны, им будет тяжелее протуннелировать к дыркам в силу меньшего радиуса локализации. Оценим, насколько этот эффект может уменьшить наблюдаемую поляризацию фотолюминесценции. Для простоты предположим, что волновая функция локализованного электрона имеет водородоподобный вид и радиус ее много больше радиуса локализации дырок на  $A^+$ -центрах. Тогда вероятность электрона протуннелировать к дырке на расстоянии  $r$  пропорциональна  $|\Psi|^2 \propto \exp(-r/a)$ , где  $a = (2m(E_0 \pm \mu g_e B))^{-1/2}$  — радиус локализации, зависящий от магнитного поля,  $E_0$  — высота энергетического барьера, под которым туннелирует электрон, а  $a_0$  обозначим радиус локализации в нулевом поле. С учетом туннелирования интенсивность испускания фотона определенной поляризации будет пропорциональна

$$I^\pm \propto \exp\left(\pm \frac{\mu g_e B}{kT}\right) \exp\left(-\frac{r}{a_0} \sqrt{1 \pm \frac{\mu g_e B}{E_0}}\right).$$

Выражение для циркулярной поляризации можно упростить в случае  $\mu g_e B/E_0 \ll 1$ .

Тогда, раскладывая  $\sqrt{1 \pm \mu g_e B/E_0}$  в ряд и сокращая не зависящие от  $B$  множители, получим:

$$P_c = \text{th} \left[ \mu g_e B \left( \frac{1}{kT} - \frac{(r/a_0)}{2E_0} \right) \right].$$

Данное выражение определяет степень циркулярной поляризации фотолюминесценции в зависимости от расстояния, на которое необходимо протуннелировать электрону, и высоты туннельного барьера. Однако вклад оптических переходов с различными  $r/a_0$  и  $E_0$  в суммарную люминесценцию будет разным. Ввиду туннельного характера переходов наибольший вклад будут вносить переходы электронов с минимальной высотой туннельного барьера. Очевидно, что при ненулевой температуре минимальной высотой барьера в системе будет  $E_0 \approx kT$ . Кроме того, наиболее эффективно электроны будут туннелировать на расстоянии  $r \leq a_0$ . Тогда из формулы для  $P_c$  видно, что для наиболее вероятных переходов в системе  $\frac{1}{kT} \approx \frac{(r/a_0)}{2E_0}$ , т.е.  $P_c \approx 0$ , чем и объясняется наблюдаемое в эксперименте отсутствие электронного вклада в циркулярную поляризацию компоненты, связанной с локализованными электронами.

Теперь несложно интерпретировать экспериментальные данные образца с большой концентрацией носителей. В системе  $A^+$ -центров, находящейся в состоянии слабой локализации, кулоновское взаимодействие эффективно экранируется, т.е. невозможны как локализация электрона на флуктуациях, так и образование

связанных экситонов. Вследствие этого в спектре наблюдается только одна компонента рекомбинации свободного электрона на  $A^+$ -центры. Поскольку оптические переходы происходят в отсутствие туннелирования, в спектральной зависимости поляризации обычным образом проявляется отрицательная поляризация электрона.

## 6. Заключение

В работе экспериментально исследовались образцы с различной концентрацией  $A^+$ -центров в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. При этом поверхностная концентрация варьировалась в широких пределах, так что максимум концентрации соответствовал режиму слабой локализации согласно транспортным измерениям, выполненным ранее в [6]. В спектрах фотолюминесценции образцов наблюдались две линии, интерпретированные нами как линии рекомбинации свободных и локализованных электронов на  $A^+$ -центры. Проведенные измерения циркулярной поляризации в магнитном поле демонстрируют то, что обе линии связаны с рекомбинацией именно на  $A^+$ -центры с проекцией полного момента дырок на ось квантования  $m_J = 0$ . Степень локализации рекомбинирующих электронов определялась путем сравнения энергетических сдвигов линий в магнитном поле с циклотронным сдвигом энергии для свободного электрона.

При увеличении степени легирования относительная амплитуда линии рекомбинации локализованных электронов растет вследствие увеличения амплитуды флуктуаций, однако при максимальной концентрации легирования наблюдается только линия рекомбинации свободных электронов. Мы связываем это с тем, что образец с максимальной концентрацией легирования находится в режиме слабой локализации, при котором электростатические флуктуации эффективно экранируются.

Работа поддержана грантом РФФИ (09-02-00904-а) и грантом президента РФ (НШ 3306.2010.2). Авторы благодарны группе молекулярно-пучковой эпитаксии под руководством В.М. Устинова за помощь в выращивании образцов.

## Список литературы

- [1] M.A. Lampert. Phys. Rev. Lett., **1**, 450 (1958).
- [2] S. Huan, S.P. Najda, B. Etienne. Phys. Rev. Lett., **65**, 1486 (1990).
- [3] N.V. Agrinskaya, Yu.L. Ivánov, P.A. Petrov, V.M. Ustinov. Solid State Commun, **126**, 369 (2003).
- [4] П.В. Петров, Ю.Л. Ив́анов, В.С. Михрин, А.Е. Жуков. ФТП, **42**, 1224 (2008).
- [5] Shih-Ying Hsu, J.M. Valles. Phys. Rev. Lett., **74**, 2331 (1995).
- [6] Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Д.В. Полоскин, А.В. Черняев, Д.В. Шамшур. Письма ЖЭТФ, **80**, 36 (2004).
- [7] P.V. Petrov, Yu.L. Ivánov, V.E. Sedov, N.I. Sablina, N.S. Averkiev. Physica B: Condensed Matter, **404**, 5148 (2009).

- [8] S. Chandrasekhar. Rev. Mod. Phys., **15**, (1943).
- [9] A.V. Rodina. Solid State Commun., **85**, 23 (1993).
- [10] Q.X. Zhao, S. Wongmanerod, M. Willander, P.O. Holtz, S.M. Wang, M. Sadeghi. Phys. Rev. B, **63**, 195 317 (2001).
- [11] M. de Dios-Leyva, N. Porras-Montenegro, H.S. Brandi, L.E. Oliveira. J. Appl. Phys., **99**, 104 303 (2006).

*Редактор Л.В. Беляков*

## **Photoluminescence circular polarization of the 2D $A^+$ -center system in magnetic field**

*P.V. Petrov, Yu.L. Ivánov, N.S. Averkiev*

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

**Abstract** By means of polarized photoluminescence measurements we have studied GaAs/AlGaAs samples with different concentrations of  $A^+$ -centers in quantum wells. We have observed a qualitative difference in the circular polarization and energy shifts in a magnetic field on the samples with a weak and strong localization. We explain obtained results taking into account a suggested model of optical transitions between localized and free electrons and  $A^+$ -centers.