

03,05

Энергетическая структура одиночного акцептора Mn в GaAs : Mn

© Г.С. Димитриев¹, И.В. Крайнов^{1,2}, В.Ф. Сапега¹, Н.С. Аверкиев¹, J. Debus³, E. Lähderanta²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Lappeenranta University of Technology,
Lappeenranta, Finland

³ Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund,
Dortmund, Germany

E-mail: dimitriev@mail.ioffe.ru

Исследована энергетическая структура акцептора марганца, состоящего из иона Mn^{2+} и валентной дырки, при наличии внешнего магнитного поля и одноосной деформации. Исследованы спектры неупругого рассеяния света с переворотом спина при резонансном возбуждении экситона, связанного на акцепторе Mn. Измерены g -факторы основного $F = 1$ и первого возбужденного $F = 2$ состояний, описаны правила оптических переходов между состояниями акцептора. Определена величина случайного поля (деформации или электрического поля), действующего на акцептор марганца, и деформационный потенциал для константы обменного взаимодействия комплекса Mn^{2+} + дырка. Развита теоретическая модель, учитывающая влияние случайного поля деформации, внешней одноосной деформации и магнитного поля. Предложенная модель хорошо описывает линии неупругого рассеяния света с переворотом спина акцептора Mn.

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-52-12017 ННИО-а и грантом Правительства РФ (договор № 14.Z50.31.0021, 07.04.2014-31.12.2018) и программой президиума РАН № 5 „Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии“.

DOI: 10.21883/FTT.2018.08.46242.22Gr

1. Введение

Быстро развивающаяся область спинтроники основана на предположении, что замена заряда спином в качестве носителя информации может привести к созданию устройств, характеризующихся более низким потреблением энергии, энергонезависимостью и высокой скоростью работы [1]. Несмотря на эффективные способы детектирования намагниченности [2], манипуляция намагниченностью в основном выполняется локальными магнитными полями, генерируемыми током, и очень неэффективна. Основная слабость существующих реализаций магниторезистивной памяти с произвольным доступом заключается в нелокальном по своей природе характере магнитных полей, используемых для переворота ферромагнитных доменов во время операции записи. Ни тепловое, ни индуцированное током переключение [3] не могут полностью решить проблему.

За последние десятилетия были предприняты значительные усилия для расширения функциональных возможностей полупроводниковой электроники путем синтеза магнитных полупроводников. Эта возможность была открыта после обнаружения ферромагнетизма в разбавленном магнитном полупроводнике (Ga,Mn)As [4].

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) обладают большим потенциалом для эффективной спиновой инжекции и манипуляции намагниченностью оптическими методами, так что они рассматриваются в настоящее время в качестве модельных материалов для спиновой электроники [5]. Спин-зависимые явления в полупроводниках, такие как спиновая поляризация, магнитная анизотропия (МА) и анизотропное магнито-

сопротивление (АМР), в основном связанные со спин-орбитальным взаимодействием в валентной зоне [6], открывают концептуально новые возможности для обработки и хранения информации, выходящие за рамки возможностей обычной электроники [7], и потенциально применимы в энергонезависимых запоминающих устройствах и магниточувствительных устройствах. К области возможного практического применения ферромагнитных полупроводников также относятся сверхбыстрые магнитоэлектронные и магнитооптические устройства [8], спиновые инжекторы [9], туннельные переходы [10] и устройства, основанные на гигантском планарном эффекте Холла [11]: датчики для определения давления или считывающие переключающиеся магнитные датчики, например, считывающие датчики головки для жестких дисков и других носителей информации [12].

Среди различных материалов РМП с их перспективными особенностями, основное внимание обращено на III–V-полупроводник (Ga,Mn)As [13]. Будучи совместимым со стандартным полупроводниковым GaAs, разбавленный магнитный полупроводник (Ga,Mn)As оказался идеальной площадкой для изучения будущих применений спинтроники. Особенностью легирующей примеси Mn в GaAs является его двойная роль в качестве акцептора, поставляющего в структуру одновременно дырку и магнитный ион. Ферромагнетизм реализуется в (Ga,Mn)As за счет включения в подрешетку Ga высоких концентраций (более 1%) магнитных ионов Mn^{2+} . Ферромагнитная связь между спинами $S = 5/2$ ионов Mn^{2+} опосредуется делокализованными дырками, предоставляемыми самим акцептором Mn [14].

Сообщалось о создании образцов с температурами Кюри T_C до 185 К [15], то есть, значительно выше температуры жидкого азота N_2 , и нет доказательств фундаментального предела для получения более высоких значений [16].

Как следствие, в этом материале наблюдаются свойства, которые не наблюдаются в обычных металлических ферромагнетиках, такие как возможность управления магнитным состоянием светом [17], электрическими полями [18] и деформацией.

В этом контексте было показано, что магнитная анизотропия пленок $Ga_{1-x}Mn_xAs$ в значительной степени контролируется растягивающими и сжимающими деформациями [19], индуцирующими ориентацию намагниченности вне плоскости и в плоскости соответственно. В работах [19,20] отметили, что магнитная анизотропия обусловлена механической деформацией, возникающей в ходе роста, при этом, соответственно, эпитаксиальные деформации на сжатие в случае слоя $(Ga,Mn)As$, выращенного поверх буферного слоя $GaAs$ на подложке $GaAs$, приводят к ориентации намагниченности в плоскости образца. При этом в работе [20] было показано, что при изменении температуры направление легкой оси меняется (вращается в плоскости пленки), что является следствием конкуренции между кубической анизотропией $Ga_{1-x}Mn_xAs$ и одноосной анизотропией в плоскости образца, возникающей в процессе роста. Первая формируется из-за спин-орбитального взаимодействия дырок валентной зоны $GaAs$, обуславливающего ферромагнетизм. Вторая — из-за реконструкции поверхности. В плоскости пленки кубическая анизотропия формирует две эквивалентные легкие оси (в данном случае) [010] и [100], поэтому при температурах ниже $T_C/2$ наблюдался двухосный режим. С ростом температуры выделялась одна легкая ось в направлении [110].

В работах [21] и [22] была показана возможность возбуждения спиновых волн в слое $Ga_{0.95}Mn_{0.05}As$ пикосекундными импульсами деформации (полученными от освещения металлической пленки Al импульсным фемтосекундным лазером), а в работе [23] — возможность управления намагниченностью тонкого ферромагнитного слоя $(Ga,Mn)As$ статической одноосной деформацией.

В связи с этим остается открытым вопрос, связана ли магнитная анизотропия $(Ga,Mn)As$ со свойствами отдельных магнитных акцепторов Mn. Поэтому в нашей работе мы исследуем влияние одноосной деформации на энергетическую структуру акцептора Mn и на константу $p-d$ -обмена.

Примесь Mn^{2+} в $GaAs$ была исследована различными спектроскопическими методами [24–29]. Результаты свидетельствуют о том, что дырка валентной зоны с полным угловым моментом $J = 3/2$ связана с ионом Mn^{2+} , чей спин $S = 5/2$ возникает из конфигурации $3d^5$ его внутренней оболочки. Исследования методами магнито-фотолюминесценции [25] и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [26] показали антиферромагнитную связь между дыркой и спинами Mn. Этот

антиферромагнитный обмен приводит к формированию комплекса Mn^{2+} + дырка с четырьмя уровнями энергии, соответствующими различным значениям полного углового момента акцептора марганца, которые описываются с помощью квантового числа $F = J + S = 1, 2, 3, 4$.

Изначально рассматривались две модели конфигурации акцептора Mn [26].

1. Случай, когда дырке энергетически выгодно остаться на делокализованной орбите $^4S_{3/2}$ вокруг $3d^5$ -акцептора A^- . В этом случае в результате обменного взаимодействия между спинами делокализованной дырки ($J = 3/2$) и электронов $3d^5$ -оболочки иона Mn ($S = 5/2$) формируется комплекс Mn^{2+} + дырка. Он подробно рассмотрен в работе [30]. В нашей работе мы также рассматриваем именно этот случай.

2. Случай жесткой связи дырки и $3d$ -акцептора; дырка входит в $3d^5$ -оболочку иона Mn, что приводит к формированию $3d^4$ -конфигурации, а затем, возможно, подвергается (статическому) искажению Яна–Теллера, наблюдаемому для Cr ($3d^4$) в $GaAs$ и других тетраэдрически скоординированных полупроводниках.

В работе [26] было показано, что спектры подтверждают первую модель, поскольку, в частности, во втором случае мы имели бы дело с центром с T_d симметрией, а g -фактор для первых двух возбужденных состояний T_1 и T_2 должен был бы принимать значения, согласно расчетам, $3/2 < g(T_1) \leq 2$ и $1/2 \leq g(T_2) \leq 2/3$, что противоречит результатам экспериментов. Эффективный g -фактор основного состояния $F = 1$ был определен как $g = 2.77$ с помощью ЭПР [26] и как $g = 2.74$ методом неупругого рассеяния света с переворотом спина (НРСПС) [29]. Эти значения соответствуют первому случаю, случаю делокализованной дырки и $3d^5$ -конфигурации. В эксперименте методом ЭПР [26] всего наблюдались две линии, соответствующие переходам $\Delta M = 1$ и $\Delta M = 2$ между подуровнями основного уровня $F = 1$, со значениями g -фактора $g = 2.77$ и $g = 5.72$, соответственно, и линия с $g = 2.00$, которая была отнесена к переходам $\Delta M = 1$ внутри внутренней $3d$ -оболочки ионизованного акцептора Mn A^- . Наблюдавшаяся изотропность первых двух линий свидетельствовала о центре с кубической симметрией и исключала возможность статического искажения Яна–Теллера.

Эти значения g -фактора для основного состояния $F = 1$ также находятся в хорошем согласии с моделью акцептора Mn, развитой в работах [27,30], где подробно рассматривался случай делокализованной дырки и $3d^5$ -конфигурации. Теоретическая модель, использованная в нашей работе, является обобщением работ [27,30] на случай одновременного приложения внешней деформации и магнитного поля и наличия внутренних случайных полей.

Основное состояние $F = 1$ расщепляется на два мультиплета с проекцией полного углового момента на ось квантования $m_F = 0$ и $m_F = \pm 1$ из-за наличия случайной локальной деформации. Это расщепление меньше

обменной энергии акцептора Mn, которая принимает значения в диапазоне 4–6 meV, как было оценено по данным различных косвенных исследований [27,28]. Путем непосредственного измерения энергетического расстояния между состояниями $F = 1$ и $F = 2$ методом НРСПС постоянная обмена оценивалась равной $\Delta_{F1-F2} = 2.2$ meV [29]. Это значение оказалось заниженным из-за того, что при его оценке не учитывалось влияние локальной деформации [29]. Поскольку метод НРСПС успешно использовался для изучения обменных взаимодействий и оценки обменных констант в РМП на основе соединений II–VI и III–V [29,31–37], то он должен быть использован для изучения тонкой структуры акцептора Mn во всех деталях.

В настоящей работе мы определяем электронную структуру акцептора A_{Mn}^0 в объемном GaAs в зависимости от внешней одноосной деформации и внешнего магнитного поля. Под воздействием одноосной деформации мы детектируем линии неупругого рассеяния света (НРС), возникающие в результате переходов с переворотом спина между мультиплетами основного состояния, а также между мультиплетами основного и первого возбужденного состояний и оцениваем соответствующие эффективные g -факторы во внешнем магнитном поле. Рассматриваются правила оптического отбора для данного комплекса во внешнем магнитном поле и поле деформации. Мы находим, что в свободном объемном GaAs акцепторы Mn испытывают случайную локальную деформацию, в то время как обменная энергия акцепторов Mn уменьшается с увеличением одноосной сжимающей деформации. Кроме того, непосредственно измеряется влияние деформационного потенциала на обменную энергию. Экспериментальные результаты подтверждаются теоретической моделью, разработанной для акцептора Mn в рассмотрении случайного локального поля и приложенной внешней одноосной деформации, а также магнитного поля. Эта модель обеспечивает точную идентификацию линий НРСПС и подчеркивает, что ранее сообщавшееся значение Δ_{F1-F2} обменной энергии дырок с ионами Mn было занижено примерно на 20%.

2. Эксперимент

Объемный образец GaAs : Mn был выращен методом Чохральского в направлении [111] и легирован Mn с концентрацией $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [29] (заготовка в виде шайбы была выращена в направлении [111] методом Чохральского, затем из нее был вырезан параллелепипед с рабочей поверхностью $(1\bar{1}0)$). Для резонансного возбуждения в экспериментах по НРСПС, был использован перестраиваемый титан-сапфировый лазер. Плотность мощности лазера на поверхности образца составляла около 5 W/cm^2 . Спектр НРСПС анализировался тройным монохроматором (DILOR XY) в режиме вычитания и регистрировался камерой прибора с зарядовой

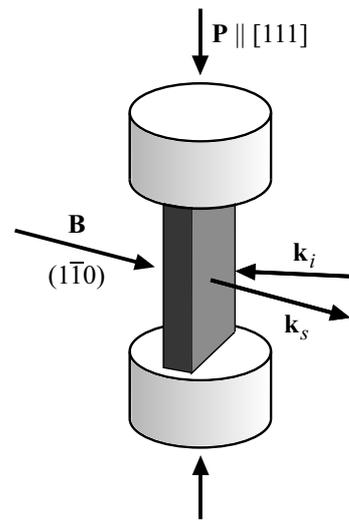


Рис. 1. Схема, демонстрирующая геометрию эксперимента: образец (серый параллелепипед) помещается между двумя свинцовыми пластинами (белые цилиндры). Волновые векторы падающего и рассеянного света обозначены как k_i и k_f соответственно. (Геометрия Фарадея).

связью (CCD). Температура образца в гелиевом криостате поддерживалась при $T = 4 \text{ K}$. Гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом позволял прикладывать магнитные поля до $B = 5 \text{ T}$. Одноосная деформация до $P = 5 \text{ kbar}$ прикладывалась вдоль направления [111], перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля, как показано на рис. 1.

Для описания свойств циркулярной поляризации линий НРСПС мы используем обозначение $x(\sigma^\eta, \sigma^\lambda)\bar{x}$, где \bar{x} и x перпендикулярны к плоскости образца и $\eta = \pm$, $\lambda = \pm$ обозначают круговую поляризацию возбуждающего σ^η и рассеянного σ^λ света, соответственно. Знак η или λ определяется знаком проекции спина фотона на направление распространения возбуждающего света. Линейные конфигурации поляризации были либо $x(\pi, \sigma)\bar{x}$, или $x(\pi, \pi)\bar{x}$. В этом случае вектор электрического поля света параллелен, для π , или перпендикулярен, для σ , оси [111].

Зависимость спектров НРСПС от деформации рассматривалась при накачке линейно поляризованным светом, а от магнитного поля — циркулярно поляризованным.

Спектры циркулярной поляризации были получены в геометрии Фарадея, линейной — в геометрии Фойгта.

3. Экспериментальные результаты

Спектр краевой фотолюминесценции (ФЛ) запрещенной зоны образца GaAs : Mn в отсутствие деформации показан сплошной линией на рис. 2 при $B = 0$ и $T = 4 \text{ K}$. Для возбуждения использовалась линия He–Ne лазера с энергией 1.96 eV.

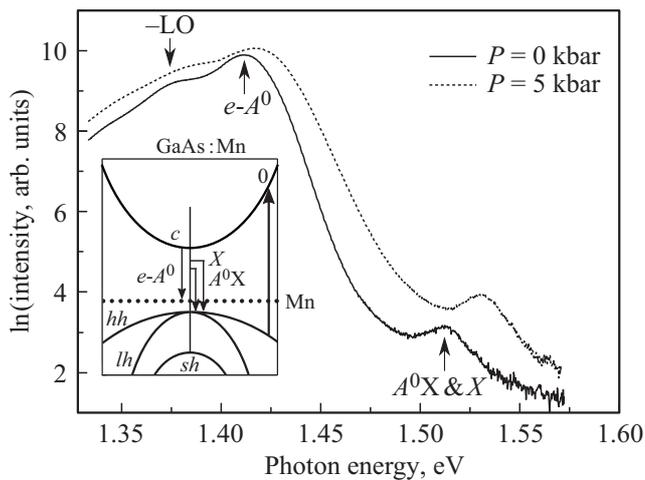


Рис. 2. Спектры красной ФЛ недеформированного образца (сплошная кривая) и при приложении внешней одноосной деформации (пунктирная кривая). Левая вставка: схема, иллюстрирующая происхождение переходов, наблюдаемых в красной ФЛ. Стрелка, обозначенная „0“, означает нерезонансное возбуждение при энергии 1.96 eV.

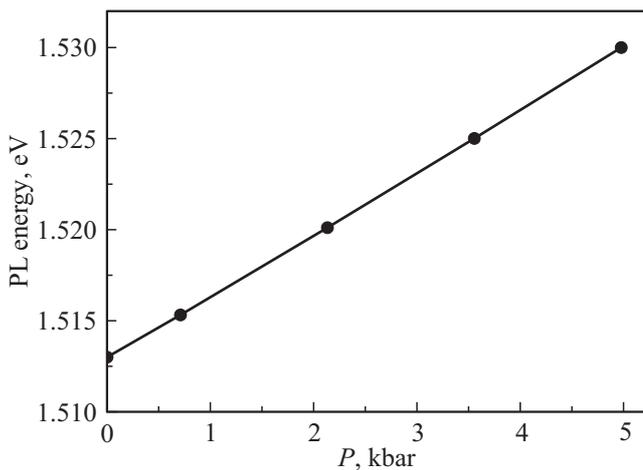


Рис. 3. Зависимость энергетического положения объединенных зон ФЛ X и $A_{Mn}^0 X$ от приложенной деформации.

Полоса ФЛ, обозначенная как $e-A_{Mn}^0$, с центром на 1.411 eV, возникает в результате излучательной рекомбинации свободных фотовозбужденных электронов e с дырками, связанными на нейтральных акцепторах Mn. Особенность в спектре, обозначенная как — LO, обусловлена рекомбинацией на уровень акцептора $e-A_{Mn}^0$ с испусканием продольного оптического фонона (энергия LO-фонона ~ 36.5 meV в центре зоны Бриллюэна в GaAs при 4 K). Полоса около 1.514 eV приписывается в работе [29] перекрывающимся зонам свободного экситона (X) и экситона, связанного на акцепторе Mn, $A_{Mn}^0 X$. Внешняя одноосная деформация приводит к синему смещению обеих полос, как $e-A_{Mn}^0$, так и объединенной полосы, являющейся суммой X и $A_{Mn}^0 X$ полос;

см. пунктирную кривую. Зависимость энергетического положения экситонной полосы от приложенной деформации показана на рис. 3; положение полосы смещается при увеличении приложенной одноосной деформации от $P = 0$ до 5 kbar примерно на +15 meV.

Спектр НРСПС, полученный при резонансном возбуждении полосы $A^0 X$ ($E_{exc} = 1.514$ eV), показан на рис. 4, a. Он содержит резкую асимметричную линию НРС, сдвинутую на $\Delta_{F1-F1} = 0.7$ meV от линии лазера, а также широкую линию НРС на $\Delta_{F1-F2} = 4.4$ meV. Широкую линию на 4.4 meV мы связываем с переходом

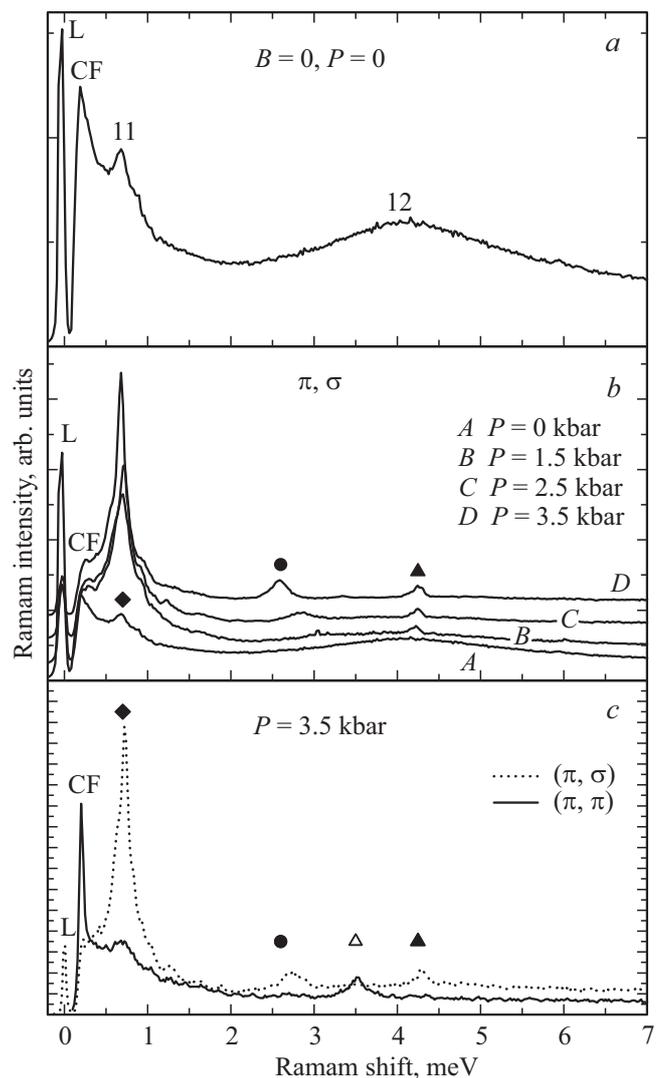


Рис. 4. (a) Спектр НРС акцептора Mn, полученный в конфигурации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ в нулевом магнитном поле и при отсутствии одноосной деформации; $T = 4$ K. Лазерная линия и отсечка монохроматора (cut-off) отмечены L и CF , соответственно. Переходы между подуровнями $F1$ и $F1-F2$ отмечены 11 и 12, соответственно. (b) Спектры НРС акцептора Mn в геометрии $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ при различных значениях деформации, приложенной вдоль оси [111]; $T = 4$ K, $B = 0$ T. (c) Спектры НРС для геометрий $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ (сплошная линия) и $x(\pi, \pi)\bar{x}$ (пунктирная линия); $T = 4$ K, $P = 3.5$ kbar.

между состояниями $F = 1$ и $F = 2$ комплекса A_{Mn}^0 , в то время как линия Δ_{F1-F1} обусловлена, скорее всего, переходом между состояниями с $m_F = 0$ и $|m_F| = 1$ ($\Delta_{mF} = \pm 1$) основного состояния акцептора с $F = 1$, которое расщеплено вследствие наличия локального электрического поля или деформации [29].

Для того чтобы доказать это, мы исследуем влияние приложенной одноосной деформации на линии НРС. На рис. 4, *b* представлены спектры НРС, измеренные как в отсутствие внешней деформации (кривая *A*), так и при трех различных значениях деформации $P > 0$. Для каждой приложенной деформации спектр НРС измеряли при резонансном возбуждении полосы $A_{Mn}^0 X$. Линия НРС Δ_{F1-F1} становится более узкой и гораздо более интенсивной с ростом величины деформации. Кроме того, свойства ее линейной поляризации изменяются: в то время как она слабо поляризована при $P = 0$, она становится сильно поляризованной в деформированном образце. Интенсивность усиливается в конфигурации скрещенной линейной поляризации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$, как это показано на рис. 4, *c*. Кроме того, сдвиг этой линии НРС демонстрирует слабую, но монотонную зависимость от приложенной деформации; см. линию 1 на рис. 5.

Широкая линия НРС Δ_{F1-F2} расщепляется на три узкие линии при приложении одноосной деформации; они обозначены кружками и треугольниками на рис. 4, *b, c*. Две из этих линий (3 и 6) наблюдаются в скрещенной поляризации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$, а третья (5) проявляется в параллельной конфигурации $x(\pi, \pi)\bar{x}$. Зависимость сдвига линии НРС для каждой линии от приложенной деформации приведена на рис. 5. Линии НРС 3 и 5

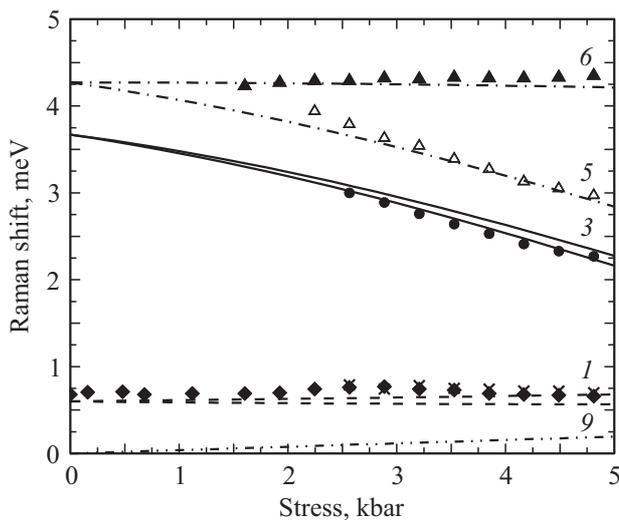


Рис. 5. Энергетические сдвиги линий НРС, измеренные в поляризационных конфигурациях $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ (темные символы; 1, 3 и 6) и $x(\pi, \pi)\bar{x}$ (светлые треугольники; 5) как функции одноосной деформации вдоль оси [111]; $T = 4$ К, $B = 0$ Т. Экспериментальная погрешность не превышает размер символа. Кривые — это теоретические аппроксимации; подробности см. в тексте.

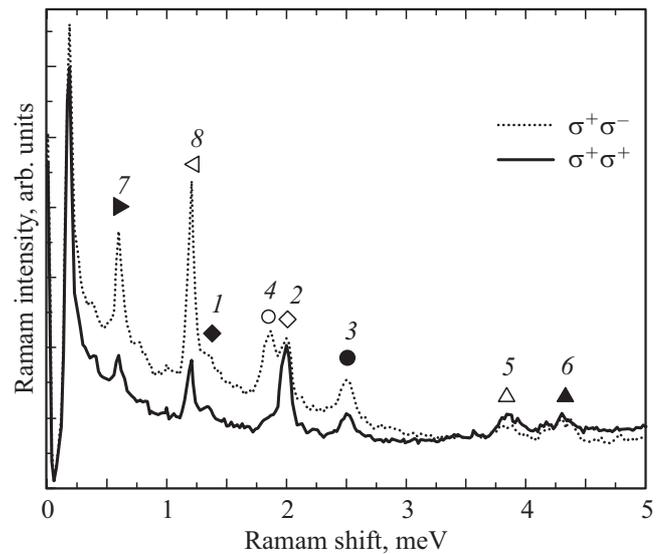


Рис. 6. Спектры НРСПС, измеренные при $B = 5$ Т в конфигурациях $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$ (пунктирная линия) и $x(\sigma^+, \sigma^+)\bar{x}$ (сплошная линия); $T = 4$ К, $P = 4.8$ kbar. Стрелки указывают линии НРСПС, соответствующие переходам между состояниями $F = 1$ акцептора Mn и состояниями ионизованной примеси Mn^{2+} .

демонстрируют уменьшение их энергий со схожим наклоном при увеличении деформации, в то время как линия 6 не чувствительна к степени деформации внутри образца. Одноосная деформация расщепляет состояния $F = 1$ и $F = 2$ акцептора Mn на два ($m_F = 0, \pm 1$) и три ($m_F = 0, \pm 1, \pm 2$) мультиплета соответственно. Каждый мультиплет характеризуется проекцией углового момента m_F на направление деформации.

Внешнее магнитное поле снимает вырождение с показанных линий НРС и позволяет определить их происхождение, тем самым, построить энергетическую структуру акцептора. На рис. 6 показан циркулярно поляризованный спектр НРСПС, измеренный при $B = 5$ Т, для образца, подвергнутого деформации $P = 4.8$ kbar. Энергетический сдвиг экситонной полосы ФЛ при приложении магнитного поля пренебрежимо мал по сравнению с ее шириной. Поэтому энергия возбуждения лазера была установлена на экситонный резонанс, только когда была приложена только внешняя деформация. Поскольку резонанс широкий, не надо было отслеживать сдвиг полосы экситонной фотолуминесценции. В спектре НРСПС наблюдаются несколько хорошо разрешенных линий, которые можно отнести к парамагнитным резонансам примеси Mn^{2+} и процессам рассеяния с переворотом спина в акцепторе Mn.

Энергетические сдвиги двух линий НРСПС, 7 и 8, изменяется линейно с приложенным полем и стремятся при $B = 0$ Т к нулю, как это показано на рис. 7. Их зависимости от магнитного поля могут быть представлены как $E_7 = g_d \mu_B B$ и $E_8 = 2g_d \mu_B B$, где μ_B — магнетон Бора и $g_d = 2.02 \pm 0.02$. Так как величина

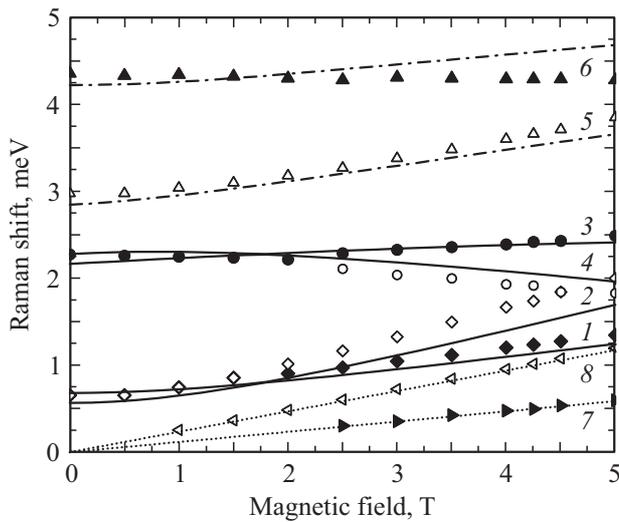


Рис. 7. Зависимость различных энергетических сдвигов НРСПС сдвигов от магнитного поля для $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$, $T = 4\text{ K}$, $P = 4.8\text{ kbar}$. Кривые являются теоретическими аппроксимациями.

g -фактора и поляризационные характеристики хорошо совпадают со своими значениями для ионизованных акцепторов Mn [26,29], мы полагаем, что эти низкоэнергетические линии НРСПС происходят из переворотов спинов электронов во внутренней оболочке ионизованных акцепторов Mn.

Эти линии связаны с переходами электронов внутри $3d^5$ -оболочки отрицательно заряженного иона Mn^{2+} (A^-) при взаимодействии с экситонами, связанными на соседних нейтральных акцепторах Mn (A^0), с испусканием фотона [29], а не с комплексами A^-X , вероятность формирования которых маловероятна в нашем случае [38].

Линии НРСПС на 1.38 meV и 2.01 meV, отмеченные 1 и 2 на рис. 6 и 7, в больших полях сдвигаются линейно с увеличением поля B , а их энергетический сдвиг хорошо описывается выражениями: $E_1 = g_{F=1}\mu_B B$ и $E_2 = 2g_{F=1}\mu_B B$ с $g_{F=1} = 2.74 \pm 0.03$. При уменьшении магнитного поля их энергетические сдвиги приближаются к значению энергетического сдвига линии Δ_{F1-F1} . Эти две линии являются результатом переходов между подуровнями основного состояния акцептора Mn A_{Mn}^0 $F = 1$, расщепленного в магнитном поле [26,29].

Энергетические сдвиги линий НРСПС 3, 5, 6 увеличиваются, в то время как энергетический сдвиг линии КР 4 уменьшается с ростом магнитного поля. Процессы НРСПС, приводящие к появлению линий 3 и 4, являются доминирующими в скрещенной круговой поляризации, два других не показывают каких-либо определенных особенностей поляризации. Происхождение этих зависящих от магнитного поля линий НРСПС не ясно, и их отнесение к переходам между различными зеемановскими подуровнями состояний $F = 1$ и $F = 2$ требует теоретического рассмотрения.

4. Теоретическое моделирование

Исследуемые процессы НРСПС могут быть описаны с помощью матрицы рассеяния. Дифференциальная интенсивность рассеянного света в единицу телесного угла выражается через матрицу рассеяния как $dI/d\omega d\Omega \sim |\langle f_{ph} | \hat{S} | i_{Mn} i_{ph} \rangle|^2$, где \hat{S} — матрица рассеяния, I — интенсивность рассеянного света, а $|i\rangle$, $|f\rangle$ — начальные и конечные состояния фотонов (ph) и акцептора Mn, соответственно. Первый ненулевой вклад в интенсивность рассеяния определяется третьим порядком в теории возмущения, а именно, вторым порядком электрон-фотонного взаимодействия \hat{V}_{ph} и первым порядком обменного взаимодействия $\hat{V}_{ex} = A(\hat{S}\hat{J})$ между дыркой и $3d^5$ электронами иона марганца, где A — константа обменного взаимодействия, \hat{S} и \hat{J} — операторы спина Mn и дырки, соответственно. Дифференциальная интенсивность рассеянного света может быть представлена в виде

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega} \sim |\langle f_{Mn} | (2\hat{S}_z a_z + \hat{S}_- a_+ + \hat{S}_+ a_-) | i_{Mn} \rangle|^2, \quad (1)$$

$$\mathbf{a} \sim \langle f_{ph} | (\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{p}})\hat{\mathbf{J}}(\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{p}}) | i_{ph} \rangle, \quad (2)$$

где $\hat{\mathbf{e}}$ — оператор электрического поля и $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса электрона. Вектор \mathbf{a} определяет поляризационные свойства рассеянного света. Для конфигурации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$, $a_z = 0$ и $a_{\pm} \sim 1$, в то время как для параллельной линейной поляризованной конфигурации $x(\pi, \pi)\bar{x}$, $\mathbf{a} = 0$. Тем не менее, в четвертом порядке теории возмущений для конфигурации $x(\pi, \pi)\bar{x}$ процесс с двойным переворотом спина разрешен, что связано с компонентами $(\hat{S}_+\hat{J}_-)(\hat{S}_-\hat{J}_+)$ или $(\hat{S}_+\hat{J}_-)(\hat{S}_+\hat{J}_-)$ матрицы рассеяния. В точной геометрии Фарадея для поляризации $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$ \mathbf{a} равен нулю в третьем порядке теории возмущений, и только в четвертом порядке процесс с двойным переворотом спина, соответствующий $(\hat{S}_+\hat{J}_-)(\hat{S}_+\hat{J}_-)$, становится разрешенным. Тем не менее, отклонение падающего луча на $10-15^\circ$ от нормали плоскости образца активирует процесс НРСПС в скрещенной поляризации $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$, а так же в конфигурациях $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ и $x(\pi, \pi)\bar{x}$.

Для расчета сигнала НРСПС необходимо использовать оператор спина Mn в представлении взаимодействия $\hat{\mathbf{S}}(t) = e^{i\hat{H}_0 t} \hat{\mathbf{S}} e^{-i\hat{H}_0 t}$, где \hat{H}_0 — эффективный гамильтониан акцептора Mn, который будет приведен ниже. Матричный элемент $\langle f_{Mn} | \hat{\mathbf{S}}(t) | i_{Mn} \rangle$ можно записать в виде $e^{i\Delta t} \langle f_{Mn} | \hat{\mathbf{S}} | i_{Mn} \rangle$, где $\Delta = \omega_{f_{Mn}} - \omega_{i_{Mn}}$ — разница между собственными значениями гамильтониана \hat{H}_0 , которая определяет сдвиг линии неупругого рассеяния. Эффективный гамильтониан, который описывает комплекс A_{Mn}^0 , состоящий из Mn^{2+} и локализованной

дырки (h), имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 = & \hat{H}_{\text{loc}} + A (\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{J}}) + \mu_{\text{B}}g_d (\hat{\mathbf{S}}\mathbf{B}) - \mu_{\text{B}}g_h (\hat{\mathbf{J}}\mathbf{B}) \\ & - b \sum_i \epsilon_{ii} \hat{\mathbf{J}}_i^2 - d \sum_{ij} \epsilon_{ij} \{ \hat{\mathbf{J}}_i \hat{\mathbf{J}}_j \} + \delta \sum_{ij} n_i n_j \{ \hat{\mathbf{J}}_i \hat{\mathbf{J}}_j \} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \hat{H}_{loc} — часть гамильтониана, описывающая локализацию дырки на ионе марганца, ϵ_{ij} — тензор деформации, b , d — константы деформационного потенциала акцептора Mn, δ определяет силу случайного поля, n_i — направляющие косинусы случайного поля, а $\{ \hat{\mathbf{J}}_i \hat{\mathbf{J}}_j \} = (\hat{\mathbf{J}}_i \hat{\mathbf{J}}_j + \hat{\mathbf{J}}_j \hat{\mathbf{J}}_i)/2$, где i, j равны x, y и z . Случайные поля, действующие на комплекс Mn–дырка в каждой точке пространства, могут быть представлены в виде $\delta \hat{\mathbf{J}}_z^2$, со случайным направлением z' . Случайные поля могут быть вызваны наличием случайных локальных деформаций и/или заряженными центрами Mn^{2+} [39].

Напрямую измеренная константа обменного взаимодействия A , определяемая из расщепления мультиплетов с полными моментами $F1$ и $F2$ по линии Δ_{F1-F2} , составляет около 2.2 meV [29] и превышает энергию деформации bP/C_{ii} , dP/C_{ii} , а также зеемановские энергии, где C_{ii} — упругие постоянные GaAs. Обменное взаимодействие снимает 24-кратное вырождение акцептора Mn и приводит к расщеплению на четыре уровня, которые характеризуются полным угловым моментом $F = S + J = 1, 2, 3, 4$ со степенью вырожденности $2F + 1$. Дальнейшее расщепление этих четырех уровней вызывается деформацией, случайными полями и внешним магнитным полем. Можно найти эффективные гамильтонианы для основного ($F = 1$) и первого возбужденного ($F = 2$) состояний:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{F=1} = & \mu_{\text{B}} \left(\frac{7}{4} g_d + \frac{3}{4} g_h \right) (\hat{\mathbf{F}}\mathbf{B}) - \frac{21}{10} [b \text{Sp}(\hat{\epsilon}) + \delta] \hat{I} \\ & - \frac{3}{10} b \sum_i \hat{F}_i^2 \epsilon_{ii} - \frac{3}{10} d \sum_{ij} \{ \hat{F}_i \hat{F}_j \} \epsilon_{ij} + \frac{3}{10} \delta \sum_{ij} \{ \hat{F}_i \hat{F}_j \} n_i n_j, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_{F=2} = & \mu_{\text{B}} \left(\frac{11}{12} g_d - \frac{1}{12} g_h \right) (\hat{\mathbf{F}}\mathbf{B}) \\ & + \left[2A - \frac{55}{28} b \text{Sp}(\hat{\epsilon}) - \frac{55}{28} \delta \right] \hat{I} + \frac{5}{14} b \sum_i \hat{F}_i^2 \epsilon_{ii} \\ & + \frac{5}{14} d \sum_{ij} \{ \hat{F}_i \hat{F}_j \} \epsilon_{ij} - \frac{5}{14} \delta \sum_{ij} \{ \hat{F}_i \hat{F}_j \} n_i n_j + 2A_p \text{Sp}(\hat{\epsilon}) \hat{I}, \end{aligned} \quad (5)$$

где \hat{I} — единичная матрица, $\hat{\mathbf{F}}$ — оператор углового момента с соответствующей размерностью, $\hat{\epsilon}$ — тензор деформации. В (5) мы также добавили зависящую от деформации поправку к константе обменной энергии $A_p \text{Sp}(\hat{\epsilon})$, которую мы определим из сравнения с экспериментом. Используя гамильтонианы (4) и (5), мы можем найти уровни энергии основного и первого

возбужденного состояний акцептора Mn во внешних полях. Стоит отметить, что учет случайных локальных полей, действующих на акцептор Mn, требует для расчета переходов НРСПС усреднения по всем возможным ориентациям z' случайных полей.

5. Обсуждение

В этом разделе мы сравним данные измерений НРСПС с вышеописанной теоретической моделью тонкой структуры акцептора Mn в присутствии случайного локального поля, а также внешних одноосной деформации и магнитного поля. Для расчетов используются следующие параметры: $g_d = 2.02$ [28,29,40], $g_h = -1$ [35,30], $d = 3.1 \text{ eV}$ [28], $\delta = 2 \text{ meV}$ [27], а упругие постоянные $C_{11} = 1.22 \text{ Mbar}$, $C_{12} = 0.55 \text{ Mbar}$ и $C_{44} = 0.62 \text{ Mbar}$ взяты из работы [41]. Из теоретического моделирования экспериментальных данных далее мы оцениваем постоянную p – d обмена $A = 2.6 \text{ meV}$ (что больше измеренного нами сдвига линии НРС Δ_{F1-F2}) и зависящую от деформации поправку к константе обменного взаимодействия $A_p = 0.2 \text{ eV}$.

Расчитанные энергии основного и первого возбужденного состояний акцептора Mn как функции одноосной деформации показаны на рис. 8, *a*. Здесь, мы считаем, что при отсутствии внешней деформации ($P = 0$) акцептор Mn испытывает случайную локальную деформацию, направленную вдоль оси [001] (для упрощения). Эта случайная деформация приводит к расщеплению основного и первого возбужденного состояний в мультиплеты $F_1^0, F_1^{\pm 1}$ и $F_2^0, F_2^{\pm 1}, F_2^{\pm 2}$, соответственно. Здесь нижний индекс обозначает полный угловой момент, а верхний индекс — его проекции m_F на ось [001], являющиеся хорошими квантовыми числами в отсутствие внешних полей. Обратите внимание, что вырождение самого низкого по энергии мультиплета определяется знаком случайной деформации δ . Одноосная деформация, приложенная вдоль направления [111], приводит к дальнейшему расщеплению мультиплетов $F = 1$ и $F = 2$. На рис. 8, *b* показано поведение мультиплетов акцептора Mn в зависимости от магнитного поля, при приложении внешней одноосной деформации $P = 5 \text{ kbar}$. Стрелки 1 и 2 на рис. 8, *a, b* показывают переходы между мультиплетами, характеризующимися полным угловым моментом $F = 1$. Эти переходы соответствуют линиям НРСПС, отмеченным цифрами 1 и 2 на рис. 5, 6, 7. На этих рисунках кривые — теоретические аппроксимации зависимостей переходов НРСПС от приложенной деформации и магнитного поля.

Видно, что одноосная деформация, приложенная вдоль направления [111], заметно не меняет начального расщепления, вызванного случайной деформацией. Это теоретическое предсказание хорошо согласуется с экспериментом. В модели, в которой предполагается отсутствие флуктуирующей случайной деформации, расщепление состояния $F = 1$ из-за внешней одноосной

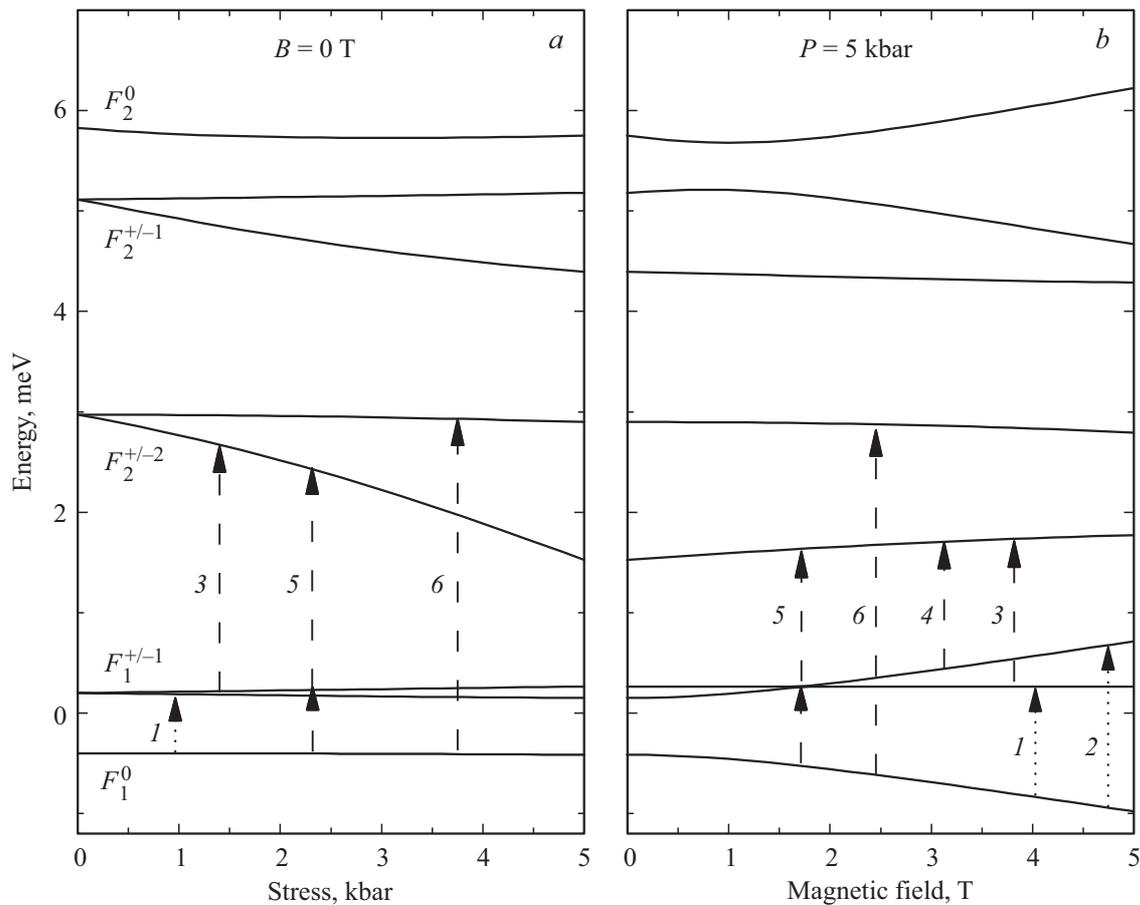


Рис. 8. Рассчитанные энергии уровней мультиплетов $F = 1$ и $F = 2$ со случайной деформацией $\delta = 2$ meV, ориентированной вдоль оси $[001]$. Зависимость энергетических уровней акцептора Mn от (a) одноосной деформации, параллельной оси $[111]$ и (b) от магнитного поля, ориентированного вдоль оси $[1\bar{1}0]$. Вертикальные стрелки, отмеченные символами, соответствуют экспериментально наблюдавшимся переходам НРСПС между мультиплетами акцептора Mn с $F = 1$ и $F = 2$, детали в тексте.

деформации показывает слабую линейную зависимость, как это показано пунктирной линией на рис. 5. При приложении магнитного поля основное состояние расщепляется на три зеемановских подуровня. Рассчитанный g -фактор этих состояний с $F = 1$ составляет $g = 2.75$, что совпадает с измеренной величиной $g = 2.74$; см. также ромбы 1 и 2 на рис. 7. Следует отметить, что ярко выраженные линии НРСПС появляются при $|B| > 0$, когда энергия Зеемана сравнима с величиной случайного расщепления. Значение расщепления состояния $F = 1$, вызванного случайной деформацией δ , непосредственно соответствует энергетическому сдвигу (0.6–0.7 meV) линии НРС $\Delta_{F_1-F_1}$ при нулевой одноосной деформации.

Обсудим теперь линии НРСПС, связанные с переходами между состояниями мультиплетов с $F = 1$ и $F = 2$. Переходы, которые активны в процессах НРСПС, обозначены на рис. 8 стрелками 3, 4, 5, 6. Переходы в состоянии $F = 2$ могут происходить с двух нижних мультиплетов F_1^0 и $F_1^{\pm 1}$ при температурах $E_{\pm 1}^{F=1} - E_0^{F=1} / (k_B T) \approx 1$, что выполнено в эксперименте. Поляризационные свойства линий НРСПС позволяют отнести их к конкретным межуровневым переходам: в соответствии с правилами

отбора для процессов НРСПС, обсуждаемых в рамках уравнений (1) и (2), переходы, в которых спин марганца и дырки изменяется на $|1|$, присутствуют в спектрах НРСПС в конфигурациях со скрещенной поляризацией. Таким образом, линии НРС, которые наблюдаются в поляризации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ (линии 3 и 6), могут быть отнесены к переходам между состояниями мультиплетов $F = 1$ и $F = 2$. При измерении НРСПС в одинаковой поляризации падающего и рассеяного света $x(\pi, \pi)\bar{x}$, как отмечалось ранее, возможны процессы с двойным переворотом спина. Линия 5 состоит из (i) перехода между состояниями с полным моментом равным единице $F = 1$ и, затем, (ii) перехода в состояние $F = 2$. Этот процесс с двойным переворотом спина схематически показан последовательностью из двух стрелок на рис. 8. В соответствии с этой схемой, разность энергий между переходами, принадлежащими к линиям 3 и 5, точно совпадает с энергией перехода между состояниями с $F = 1$; см. линию 1 на рис. 8, a, а также кресты на рис. 5.

Мы полагаем, что процесс с двойным переворотом спина происходит в отдельном акцепторе Mn. Это предположение подтверждается тем фактом, что в исследу-

емом образце ($N_{\text{Mn}} \sim 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) расстояние между соседними ионами Mn порядка экситонного радиуса Бора ($N_{\text{Mn}} \cdot a_b^3 \sim 1$). Следовательно, это сравнительно большое расстояние препятствует реализации процесса с двойным переворотом спина из последовательных спиновых возбуждений в двух соседних акцепторах Mn. Кроме того, зарядовая компенсация акцепторов Mn, что наглядно демонстрируется наблюдением линии, связанной с d -оболочкой Mn^{2+} в спектре НРСПС, делает процессы с двойным переворотом спина с участием соседних акцепторов Mn маловероятными. Частичная компенсация может быть связана с межузельными двойными донорами Mn [42]. Следует отметить, что процессы с множественными переворотами спина с участием соседних акцепторов Mn становятся важными с увеличением концентрации Mn, как это было показано в работе [29] для ионов Mn^{2+} .

Во внешнем магнитном поле процессы НРСПС, основанные на переходах между зеемановскими подуровнями с $F = 2$, не наблюдаются из-за их малой заселенности при низких температурах. Процессы рассеяния между подуровнями Зеемана с $F = 1$ на $F = 2$ обнаружены; они обозначены 3, 4, 5, 6 на рис. 5, 6, 7 и 8. Зависимость этих линий от магнитного поля позволяет оценить g -фактор мультиплета $F = 2$ как $g = 23/12$ на основе сравнения теории и эксперимента в соответствии с уравнением (5) и получить $g = 2.74$ для мультиплета $F = 1$.

Обсудим влияние одноосной деформации на постоянную p - d обмена A . В недеформированном материале разница энергий состояний с $F = 1$ и $F = 2$ равна удвоенной константе обменного взаимодействия. Одноосная деформация, приложенная вдоль направления [111] не меняет разность энергий этих состояний, в то время как экспериментальные данные показывают уменьшение их разницы энергий. Это уменьшение не может быть объяснено ни деформационным потенциалом акцептора Mn, ни, например, в два раза большим значением d , которое в работе [43] равно 5–6 eV. Мы предполагаем, что уменьшение разницы энергий мультиплетов $F = 1$ и $F = 2$ обусловлено зависимостью от деформации константы обменного взаимодействия между электронами внутренней d -оболочки иона Mn и локализованной дырки. Для того, чтобы учесть зависимость постоянной обмена A от деформации, нужно вычислить зависящий от деформации интеграл перекрытия волновых функций носителей заряда [44,45]. Можно использовать феноменологический подход, разлагая постоянную обмена A по степеням приложенной деформации P . В первом приближении можно записать

$$A(\hat{\epsilon}) = A + A_P \text{Sp}(\hat{\epsilon}). \quad (6)$$

Это приближение приводит к уравнениям (4) и (5). Из сравнения теории и эксперимента (где участвуют возбужденные состояния $F = 2$, см. кривые 3, 5, 6 на рис. 5) мы оцениваем значение $A_P = 0.2 \text{ eV}$. Это означает, что постоянная p - d обмена уменьшается примерно

на $\Delta A(P)/A(0) \approx 20\%$ для одноосной сжимающей деформации $P = 5 \text{ kbar}$, что является примерно половиной разрушающей деформации (11 kbar), направленной вдоль оси [111].

6. Заключение

Мы исследовали методом неупругого рассеяния с переворотом спина тонкую структуру акцептора Mn в объемном GaAs, в присутствии одноосной деформации и внешнего магнитного поля. Исследованы переходы между основным и первым возбужденным состоянием с полными моментами $F = 1$ и $F = 2$. Мы показываем, что даже без внешней деформации акцептор Mn испытывает случайную локальную деформацию, которая вызывает расщепление основного состояния $F = 1$ до 0.7 meV. Показано, что сжимающая деформация приводит к снижению силы p - d обменного взаимодействия. Кроме того, измеренный эффективный g -фактор возбужденных состояний мультиплета $F = 2$ сравним с теоретически предсказанным значением $g = 23/12$. Разработана теоретическая модель акцептора Mn, которая рассматривает случайные внутренние и внешние деформации, а также магнитное поле. Построенная модель удовлетворительно описывает наблюдаемые линии НРСПС и их поляризационные характеристики. Наше исследование НРСПС акцептора Mn в GaAs подчеркивает, что его индивидуальные свойства имеют важное значение для объяснения зависимости антиферромагнитного обменного взаимодействия дырки с марганцем от деформации.

Список литературы

- [1] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. Von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger. *Science* **294**, 1488 (2001).
- [2] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, R. Meservey. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [3] E.B. Myers. *Science* **285**, 867 (1999).
- [4] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 363 (1996).
- [5] J.A. Gaj, J. Kossut. *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors*. Springer Science & Business Media. (2011). V. 144.
- [6] M. Abolfath, T. Jungwirth, J. Brum, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. B* **63**, 054418 (2001).
- [7] I. Zutic, J. Fabian, S.D. Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [8] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing. *Reviews of Modern Physics* **82**, 2731 (2010).
- [9] G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 227203 (2001).
- [10] M. Tanaka, Y. Higo. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 026602 (2001).
- [11] H.X. Tang, R.K. Kawakami, D.D. Awschalom, M.L. Roukes. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 107201 (2003).
- [12] H. Tang, M.K. Roukes. *Sensors based on giant planar hall effect in dilute magnetic semiconductors* (2007) US Patent 7,249,518.

- [13] T. Dietl, H. Ohno. *Rev. Mod. Phys.* **86**, 187 (2014).
- [14] M. Glunk, J. Daeubler, L. Dreher, S. Schwaiger, W. Schoch, R. Sauer, W. Limmer, A. Brandlmaier, S.T.B. Goennenwein, C. Bihler, M.S. Brandt. *Phys. Rev. B* **79**, 195206 (2009).
- [15] V. Novák, K. Olejník, J. Wunderlich, M. Cukr, K. Výborný, A.W. Rushforth, K.W. Edmonds, R.P. Campion, B.L. Gallagher, Jairo Sinova, T. Jungwirth. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 077201 (2008).
- [16] T. Jungwirth, K.Y. Wang, J. Mašek, K.W. Edmonds, Jürgen König, Jairo Sinova, M. Polini, N.A. Goncharuk, A.H. MacDonald, M. Sawicki, A.W. Rushforth, R.P. Campion, L.X. Zhao, C.T. Foxon, B.L. Gallagher. *Phys. Rev. B* **72**, 165204 (2005).
- [17] A. Oiwa, Y. Mitsumori, R. Moriya, T. Ślupinski, H. Munekata. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137202 (2002).
- [18] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, K. Ohtani. *Nature* **408**, 944 (2000).
- [19] A. Shen, H. Ohno, F. Matsukura, Y. Sugawara, N. Akiba, T. Kuroiwa, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. *J. Cryst. Growth* **175–176**, 1069 (1997).
- [20] U. Welp, V.K. Vlasko-Vlasov, X. Liu, J.K. Furdyna, T. Wojtowicz. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 167206 (2003).
- [21] A.V. Scherbakov, A.S. Salasyuk, A.V. Akimov, X. Liu, M. Bombeck, C. Brüggenmann, D.R. Yakovlev, V.F. Sapega, J.K. Furdyna, M. Bayer. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 117204 (2010).
- [22] M. Bombeck, A.S. Salasyuk, B.A. Glavin, A.V. Scherbakov, C. Brüggenmann, D.R. Yakovlev, V.F. Sapega, X. Liu, J.K. Furdyna, A.V. Akimov, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **85**, 195324 (2012).
- [23] V.F. Sapega, I.V. Kraynov, N.I. Sablina, G.S. Dimitriev, N.S. Averkiev, K.H. Ploog. *Solid State Commun.* **157**, 34 (2013).
- [24] W. Schairer, M. Schmidt. *Phys. Rev. B* **10**, 2501 (1974).
- [25] И.Я. Карлик, И.А. Меркулов, Д.Н. Мирлин, Л.П. Никитин, В.И. Перель, В.Ф. Сапега. **24**, 3550 (1982).
- [26] J. Schneider, U. Kaufmann, W. Wilkening, M. Baumlner, F. Köhl. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 240 (1987).
- [27] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, М.А. Решиков. *ФТТ* **30**, 765 (1988).
- [28] M. Linnarsson, E. Janzén, B. Monemar, M. Kleverman, A. Thilderkvist. *Phys. Rev. B* **55**, 6938 (1997).
- [29] V.F. Sapega, T. Ruf, M. Cardona. *Phys. Status Solidi b* **226**, 339 (2001).
- [30] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, М.А. Решиков. Модель глубокого центра MnGa в GaAs АН СССР, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Л. (1988)
- [31] V.F. Sapega, M. Moreno, M. Ramsteiner, L. Däweritz, K. Ploog. *Phys. Rev. B* **66**, 075217 (2002).
- [32] A. Petrou, D.L. Peterson, S. Venugopalan, R.R. Galazka, A.K. Ramdas, S. Rodriguez. *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1036 (1982).
- [33] D.L. Peterson, D.U. Bartholomew, U. Debska, A.K. Ramdas, S. Rodriguez. *Phys. Rev. B* **32**, 323 (1985).
- [34] A. Petrou, D.L. Peterson, S. Venugopalan, R.R. Galazka, A.K. Ramdas, S. Rodriguez. *Phys. Rev. B* **27**, 3471 (1983).
- [35] I.V. Krainov, V.F. Sapega, N.S. Averkiev, G.S. Dimitriev, K.H. Ploog, E. Lähderanta. *Phys. Rev. B* **92**, 245201 (2015).
- [36] J. Debus, D. Dunker, V.F. Sapega, D.R. Yakovlev, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **87**, 205316 (2013).
- [37] J. Debus, V.F. Sapega, D. Dunker, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **90**, 235404 (2014).
- [38] H.B. Bebb, E.W. Williams. *Semiconductors and Semimetals / Eds R.K. Willardson, A.C. Beer. Academic Press, N.Y., London. (1972).*
- [39] T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, A.H. MacDonald. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
- [40] V.F. Sapega, N.I. Sablina, I.E. Panaiotti, N.S. Averkiev, K.H. Ploog. *Phys. Rev. B* **80**, 041202 (2009).
- [41] Ю.А. Буренков, Ю.М. Бурдуков, С.Ю. Давыдов, С.П. Никаноров. *ФТТ* **15**, 1757 (1973).
- [42] K.M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, I. Kuryliszyn, X. Liu, Y. Sasaki, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B* **65**, 201303 (2002).
- [43] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Н.М. Колчанова, М.А. Решиков. *ФТТ* **18**, 1629 (1984).
- [44] A.M. Monakhov, N.I. Sablina, N.S. Averkiev, C. Çelebi, P.M. Koenraad. *Solid State Commun.* **146**, 416 (2008).
- [45] A.M. Yakunin, A.Yu. Silov, P.M. Koenraad, J.-M. Tang, M.E. Flatté, J.-L. Primus, W. Van Roy, J. De Boeck, A.M. Monakhov, K.S. Romanov, I.E. Panaiotti, N.S. Averkiev. *Nature Materials* **6**, 512 (2007).

Редактор Е.Ю. Флегонтова