

## Аномальный эффект Ханле в квантовых ямах на основе полумагнитных полупроводников

© А.В. Кудинов, Ю.Г. Кусраев, И.А. Меркулов, К.В. Кавокин, И.Г. Аксянов, Б.П. Захарченя

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

(Поступила в Редакцию 18 декабря 2002 г.)

Экспериментально и теоретически исследовано поведение сигнала оптической ориентации при резонансном оптическом возбуждении локализованных экситонов в квантовых ямах с полумагнитными слоями. Основное экспериментальное наблюдение работы — аномальное возрастание степени поляризации излучения из квантовой ямы в условиях эффекта Ханле. Необычно также поведение магнитоиндуцированной циркулярной поляризации люминесценции в слегка скошенном поле (в квазифойттовской геометрии). Обсуждаются специфические вклады в оптическую ориентацию экситонов, возможные в полумагнитных наноструктурах. Предложена теоретическая модель, основанная на известных представлениях о коллективной спиновой динамике магнитных ионов в обменном поле фотодырки, но учитывающая также флуктуации локальной намагниченности. Расчет дает количественное согласие с экспериментом при разумных значениях параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 00-02-16941 и 01-02-17906), а также Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации.

В 1920-х годах, на заре оптической спектроскопии, в работах Вуда и Ханле было обнаружено влияние магнитного поля на поляризацию резонансной флуоресценции паров ртути и натрия. Систематическое изучение родственных этому явлений было инициировано работами Каствлера, положившими начало методу оптической накачки (оптической ориентации) [1]. В экспериментах по оптической накачке круговая поляризация вторичного свечения исчезает, если поместить излучающую среду в поперечное магнитное поле. Деполяризация излучения в поперечном магнитном поле получила название эффекта Ханле.

С развитием оптической накачки в твердом теле эффект Ханле стал одним из основных инструментов метода оптической ориентации спинов, долгое время оставаясь почти единственной возможностью исследования процессов быстрой спиновой эволюции в кристаллах [2]. В классической разновидности эффекта Ханле в полупроводниках степень поляризации фотолюминесценции в нулевом магнитном поле и полуширина деполяризационной кривой позволяют при известном  $g$ -факторе электронов проводимости определить времена их жизни и спиновой релаксации. В других случаях форма деполяризационной кривой Ханле может нести информацию о транспорте носителей и неравновесного спина, о диффузии, переизлучении и поверхностной рекомбинации [3,4]. Кривые Ханле не всегда представляют монотонный спад степени поляризации: известны осциллирующая деполяризация при каскадных процессах [2,5] и даже временные восстановления исходного значения поляризации в условиях взаимной компенсации внешнего поля и обменного поля ядер [2,6].

Настоящая работа посвящена кривым Ханле особого типа, которые часто наблюдаются в квантовых ямах (КЯ)

$\text{CdTe}/(\text{Cd,Mn})\text{Te}$  или  $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg,Mn})\text{Te}$ , содержащих магнитные ионы Mn. Резко анизотропный  $g$ -фактор тяжелых дырок в таких КЯ способствует необычной коллективной динамике экситонных и марганцевых спинов в магнитном поле, приложенном параллельно плоскости КЯ. Начиная с середины 1990-х годов различные проявления такой динамики были обнаружены в экспериментах по множественному спин-флип-рассеянию света ионами марганца [7], сверхбыстрым колебаниям намагниченности, регистрируемым методом pump-probe со сверхвысоким временным разрешением [8–11], и перекачке энергии из зеемановского в магнитополяронный резервуар [12]. Теоретическое рассмотрение спиновой динамики в данной системе проводилось в [13].

О том, что в подобных системах в условиях эффекта Ханле вместо деполяризации возможно нарастание степени поляризации, т. е. о наблюдении „отрицательного“, или аномального, эффекта Ханле (АЭХ), впервые сообщалось в [14]. В [14,15] было предложено качественное объяснение этого эффекта, состоящее в выходе индуцированной внешним полем намагниченности ионов марганца из плоскости КЯ в результате прецессии в суммарном эффективном поле (внешнее поле + обменное поле фотодырки). В общих чертах, такого объяснения мы придерживаемся и сейчас.

За истекшие годы было установлено, что АЭХ не является исключительным свойством одного образца, а зачастую наблюдается (при резонансном фотовозбуждении) в КЯ с полумагнитными слоями, причем магнитные ионы могут находиться как в слое КЯ, так и в барьерных слоях, а концентрация марганца может изменяться в широких пределах. С другой стороны, для построения модели, способной дать количественное описание наблюдаемых кривых, потребовалось осознание важной

роли тепловых флуктуаций локальной намагниченности в динамике спинов фотодырок в полумагнитных КЯ [16] и экспериментальное обнаружение ускорения спиновой релаксации дырок в поперечном магнитном поле [9].

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты по АЭХ и сопутствующим эффектам в нескольких структурах с КЯ. Предложена также флуктуационно-динамическая модель АЭХ, дающая удовлетворительное описание эксперимента. В теории учтено влияние флуктуаций локальной намагниченности на коллективную спиновую динамику взаимодействующих дырки и магнитных ионов. Хотя лежащие в основе модели физические механизмы не являются открытием, в целом АЭХ представляет собой новый и интересный феномен, показывающий, в частности, что понятия „конфигурация Фойхта“ (точнее, „условия эффекта Ханле“) и „деполяризация люминесценции“ не являются синонимами.

## 1. Эксперимент

Исследовались гетероструктуры с КЯ  $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.18$ ) и  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Mg}_y\text{Te}$  ( $x = 0.07$ ,  $y = 0.29$ ), выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках (001)-InSb и (001)-CdTe соответственно. Структуры  $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  содержали по две КЯ шириной 40 и 80 Å, разделенные барьерами  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  шириной 60 Å (образец № 1) и 150 Å (образец № 2). Структура  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Mg}_y\text{Te}$  содержала пять КЯ шириной 9, 16, 45, 80 и 300 Å (образец № 3). Оптическое возбуждение осуществлялось перестраиваемым лазером на кристалле  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ . Возбуждающий свет распространялся вдоль оси роста структуры, а излучение регистрировалось под малым углом к этой оси. Степень циркулярной поляризации излучения измерялась с помощью фотоупругого модулятора поляризации и двухканальной системы счета фотонов. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом или электромагнитом и прикладывалось либо параллельно оси роста структуры (геометрия Фарадея), либо перпендикулярно ей (геометрия Фойхта).

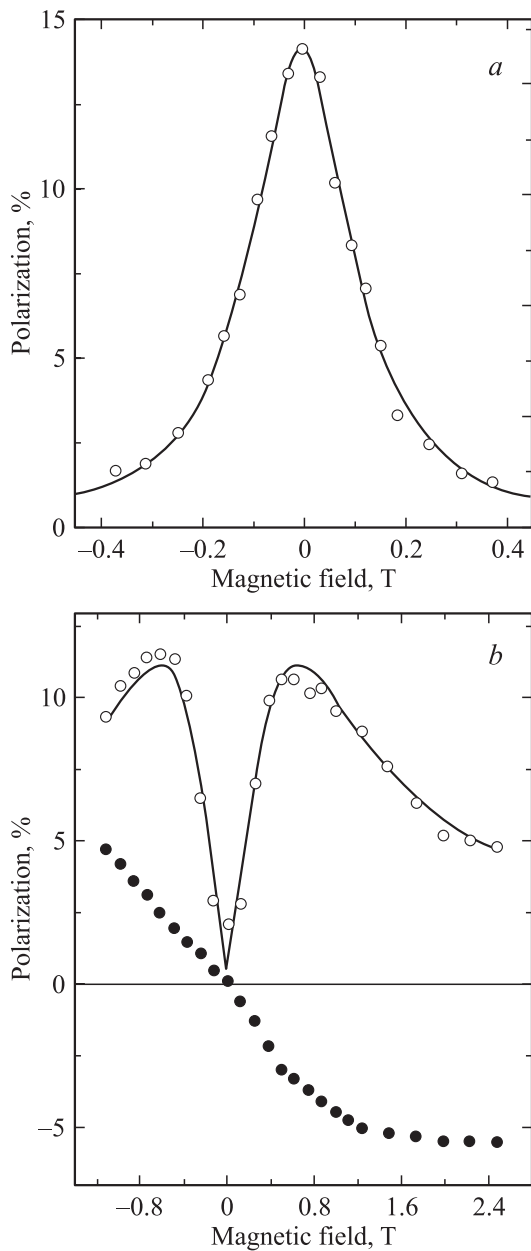
Из-за наличия эффективного канала спиновой релаксации через обменное рассеяние на магнитных ионах в полумагнитных полупроводниках и КЯ с полумагнитными слоями электроны и дырки в них обычно характеризуются короткими временами спиновой релаксации. Это затрудняет наблюдение эффекта оптической ориентации спинов в таких системах в условиях непрерывного возбуждения. Тем не менее, манипулируя соотношением времен жизни и спиновой релаксации, сигнал оптической ориентации можно наблюдать. Это удавалось делать, либо выбирая достаточно широкие КЯ с ионами марганца в барьерах, чтобы уменьшить проникновение волновых функций носителей в магнитные слои [17,18], либо эффективно сокращая время жизни за

счет туннельного оттока носителей через полупрозрачный барьер [14,19]. Все же степень поляризации люминесценции обычно бывает невелика (порядка нескольких процентов).

Следует отметить, что в полупроводниках, содержащих магнитные ионы, возможен особый псевдинамический эффект оптической ориентации экситонов, обнаруженный и объясненный Варноком с соавторами [20]. Для квантово-размерных структур этот эффект наблюдался в [21]. Варноковская ориентация основана на расщеплении экситонных состояний в обменных полях магнитных флуктуаций; ее отличие от „традиционной“ оптической ориентации в том, что создаваемая светом спиновая поляризация экситонов практически не меняется в течение их времени жизни [20,22]. Оптическая ориентация по варноковскому механизму требует резонансного возбуждения локализованных экситонных состояний, поэтому если нет сильного магнитополяронного сдвига, то этот эффект наблюдается при близких частотах возбуждающего света и люминесценции. При резонансном возбуждении локализованных экситонов могут быть эффективны и „традиционный“ динамический, и варноковский механизмы; в этих условиях вопрос о природе сигнала оптической ориентации (в нулевом поле) должен решаться с учетом обеих возможностей. Отметим это, поскольку для наблюдения АЭХ актуально именно резонансное возбуждение (см. далее).

Эксперименты по эффекту Ханле в условиях оптической ориентации в КЯ с магнитными ионами во многих случаях демонстрируют ожидаемую монотонную деполяризацию излучения, вызванную прецессией среднего спина носителей (или экситонов) в поперечном магнитном поле. При этом форма кривой Ханле обычно лоренцевская [19], иногда с добавкой не зависящей от поля части, которая в [18] интерпретировалась как дырочный вклад в сигнал оптической ориентации. В то же время в других случаях приложение магнитного поля в фойхтовской геометрии вместо деполяризации влечет за собой увеличение поляризации люминесценции. Первая кривая такого рода была получена нами при исследовании оптической ориентации в 40 Å КЯ  $\text{CdTe}/\text{CdMnTe}$ , туннельно соединенной с широкой 80 Å КЯ (образец №1) [14]. Вследствие высокой туннельной прозрачности внутреннего барьера экситоны из 40 Å КЯ уходят в соседнюю яму быстрее, чем рекомбинируют, поэтому люминесценция из этой ямы на два порядка слабее, чем из 80 Å КЯ. Однако при возбуждении в резонанс с локализованными экситонными состояниями в 40 Å КЯ наблюдается вторичное свечение в виде длинноволнового „крыла“ вблизи лазерной линии (рис. 1, а) и отдельного пика, отстоящего от лазерной линии на энергию оптического фона. В некотором диапазоне энергий возбуждения длинноволновое „крыло“ обнаруживает структуру. Фактически мы имеем здесь дело с резонансным рассеянием света экситонами. Профиль возбуждения „крыла“ почти совпадает со спектром люминесценции (т.е. находится в области локализованных



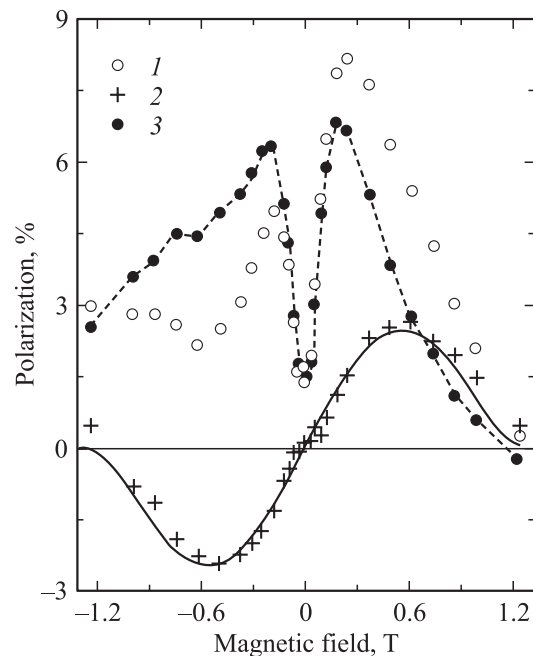


**Рис. 2.** Нормальный (*a*) и аномальный (*b*) эффекты Ханле в КЯ шириной 40 Å (образец № 1). Регистрация излучения: *a* — на *LO*-линии, *b* — на „крыле“ вблизи лазерной линии (см. рис. 1, *a*). На части *b* показана также (темными кружками) зависимость поляризации излучения от магнитного поля при неполяризованной накачке (тепловая поляризация, возникающая в неточной фойхтовской геометрии). Сплошные кривые — лоренцевский контур с полушириной  $\Delta H = 0.24$  Т (на части *a*) и теоретическая зависимость (15) с  $\tau_{s,0} = 1.6$  ps,  $\Omega_0 = 0.11$  ps<sup>-1</sup> ( $B_0 = 0.63$  Т) (на части *b*).

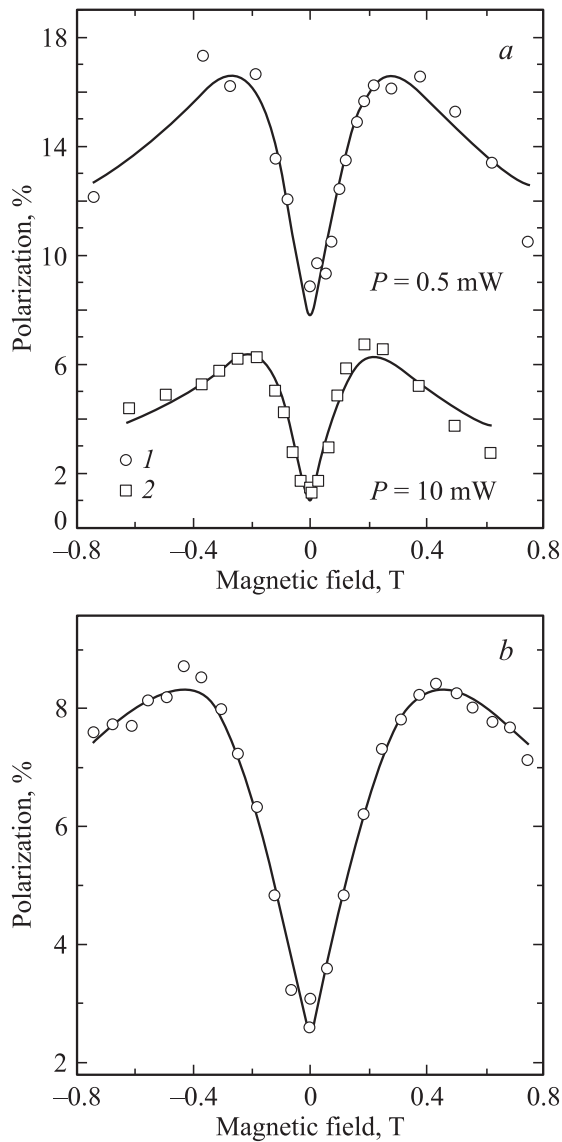
жизни в 40 Å КЯ на порядки больше (люминесценция из обеих КЯ одинаково эффективна), мы наблюдали такие же зависимости поляризации от магнитного поля. Возникает впечатление, что поляризация в нулевом поле и „аномальный“ ход магнитополевой зависимости не

связаны друг с другом, они имеют различные источники. (В „нормальном“ эффекте Ханле монотонное уменьшение поляризации связано именно с влиянием магнитного поля на спиновую эволюцию тех носителей, которые ответственны за поляризацию в нулевом поле).

В сходных условиях, т.е. при возбуждении в зону локализованных экситонных состояний, наблюдается АЭХ в образце № 3 (рис. 3). При этом спектр излучения в нулевом поле также имеет вид „крыла“ лазерной линии, а в магнитном поле отделяется максимум, что указывает на динамическое формирование дырочного магнитного полярона по механизму [12] (рис. 1, *b*). Измерение АЭХ в этом образце в различных условиях показали, что степень оптической ориентации в нулевом поле сильно меняется в зависимости от мощности накачки (рис. 4, *a*): от нуля при сильных накачках ( $> 12$  mW) до 10% при слабых накачках ( $\sim 0.5$  mW). В то же время на АЭХ изменение мощности сказывается слабее (рис. 4, *a*). На рис. 4, *b* приведен результат более тщательного измерения зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля при большой мощности возбуждения в образце № 3. Известно, что в полумагнитных КЯ плотная оптическая накачка может приводить к нагреву спиновой системы ионов марганца, причем для конкретного образца № 3 в качестве основного канала нагрева было идентифицировано поглощение в подложке [23]. Поэтому непринципиальные изменения АЭХ, происходящие при увеличении накачки, могут быть приписаны



**Рис. 3.** Зависимости степени циркулярной поляризации излучения от магнитного поля в КЯ шириной  $L = 80$  Å (образец №3) в неточной фойхтовской геометрии. 1 — результаты эксперимента при циркулярно поляризованном возбуждении, 2 — то же при линейно поляризованной накачке (тепловая поляризация), 3 — разность между результатами измерений 1 и 2 (попытка скомпенсировать неточность геометрии).



**Рис. 4.** Аномальный эффект Ханле в КЯ шириной  $80 \text{ \AA}$  (образец № 3) при разных плотностях оптического возбуждения. *a* —  $P = 0.5$  (1), и  $10 \text{ mW}$  (2); *b* — более подробная зависимость при  $P = 8 \text{ mW}$ . Сплошные кривые — теоретические зависимости, построенные по формуле (15). Для кривой на части *b*  $\tau_{s,0} = 3.1 \text{ ps}$ ,  $\Omega_0 = 0.04 \text{ ps}^{-1}$  ( $B_0 = 0.2 \text{ T}$ ).

индуцированному разогревом уменьшению магнитной восприимчивости марганцевой системы. Сложнее понять сильную зависимость величины поляризации в нулевом поле от плотности возбуждения. Поскольку в мощностных зависимостях, как и в спектральных, не усматривается ясной корреляции между поляризацией в нулевом поле и ходом АЭХ, в дальнейшем будем исходить из того, что АЭХ представляет собой некоторый самостоятельный феномен, который возникает в магнитных КЯ в экспериментальных условиях эффекта Ханле и может сопровождаться либо не сопровождаться поляризацией излучения в нулевом поле.

Следует отметить еще одну особенность экспериментов по АЭХ. Такие эксперименты требуют довольно точной установки магнитного поля параллельно плоскости слоя КЯ, иначе небольшая компонента магнитного поля вдоль оси роста  $z$  будет индуцировать  $z$ -компоненту намагниченности, что вызовет бурный рост „тепловой“ циркулярной поляризации излучения. Тепловая поляризация наблюдается как при циркулярно поляризованной, так и при неполяризованной накачке и в КЯ с магнитными слоями усилена благодаря гигантским величинам спиновых расщеплений электронов и дырок. Поэтому, даже если угол между полем и плоскостью КЯ составит всего несколько градусов, сигнал тепловой поляризации может оказаться сравнимым с сигналом оптической поляризации и АЭХ.

Для борьбы с тепловой поляризацией мы использовали систему, предназначенную для вращения образца вокруг нормали к его поверхности в фойхтовской геометрии. При комнатной температуре параллельность закрепления образца на площадке держателя можно контролировать, направляя на его поверхность луч лазера, вращая площадку и следя за перемещением отраженного пятна на отдаленном экране. Систему вращения удобно использовать и для тонкой настройки положения образца, уже погруженного в жидкий гелий. Опыт показывает, что типичным дефектом положения образца является следующий: в то время как ось вращения системы и направление магнитного поля перпендикулярны друг другу с удовлетворительной точностью, ось образца  $z$  не параллельна оси вращения. В такой ситуации параллельности магнитного поля и поверхности образца (и слоя КЯ) можно добиться вращением площадки. Контроль за точностью фойхтовской геометрии при этом удобно осуществлять, возбуждая кристалл неполяризованным светом и стремясь к отсутствию сигнала тепловой поляризации при приложенном магнитном поле. Однако при этом, как мы увидим, не следует прикладывать чрезмерно сильное поле.

Может показаться, что описанные меры являются излишними, поскольку эффект Ханле (в том числе АЭХ) и тепловая поляризация имеют различную симметрию по отношению к инверсии магнитного поля: ожидаемые магнитополевые зависимости четные и нечетные по полю соответственно. Действительно, АЭХ в точной геометрии Фойхта четный, а тепловая поляризация в слегка скошенном поле нечетная — но только при неполяризованном возбуждении! (рис. 2, *b* и 3). Если в скошенном поле возбуждение осуществлять циркулярно поляризованным светом, то полевыми зависимостями поляризации вообще не удастся представить в виде суммы четного и нечетного по полю вкладов; особенно это проявляется в области сильных полей (рис. 3). Другими словами, вклады АЭХ и тепловой поляризации в скошенном поле неаддитивны. Этот результат не противоречит здравому смыслу, поскольку ситуации с положительной и отрицательной продольной компонентой поля не являются физически эквивалентными друг другу без



одновременной замены поляризации накачки с правой на левую (проявление принципа  $(\sigma, H)$ -инвариантности). Однако понятно, что измерения АЭХ разумно проводить в как можно более точной фойхтовской геометрии и уж во всяком случае не до таких магнитных полей, когда кривую АЭХ уже становится невозможно симметризовать вычитанием нечетного по полю вклада.

Интересно, что чистая тепловая поляризация (от неполяризованной накачки) в скошенном поле хотя и является нечетной по полю, тем не менее обнаруживает несколько неожиданный ход именно в сильных магнитных полях (рис. 3). С ростом магнитного поля продольная компонента этого поля, очевидно, тоже возрастает. Если бы только продольная компонента поля влияла на тепловую поляризацию, то последняя продолжала бы нарастать и насыщалась бы вблизи 100%, как это имеет место в фарадеевской конфигурации (см., например, [24]). Однако вместо этого поляризация достигает только нескольких процентов (величина зависит от наклона поля), после чего рост сменяется спадом. Такое поведение тепловой поляризации следует связать с наличием поперечной (фойхтовской) компоненты магнитного поля. Из того, что с нарастанием поля рост поляризации переходит в спад, можно заключить, что действие фойхтовской компоненты, начиная с некоторых полей, преодолевает действие фарадеевской компоненты. Поскольку действие фарадеевской компоненты поля, наводящей тепловую поляризацию, линейно по величине поля, разрушающая эту поляризацию фойхтовская компонента поля вряд ли действует через поперечный  $g$ -фактор электронов или тяжелых дырок [25] (в силу того, что связанные с ними энергии также линейны по величине поля). Поэтому вероятным механизмом действия фойхтовской компоненты нужно считать индуцированное полем смешивание дырочных подзон, при котором расщепление дырочного дублета в слабых полях кубично по полю [26] и которое, следовательно, способно преодолеть линейно возрастающий вклад.

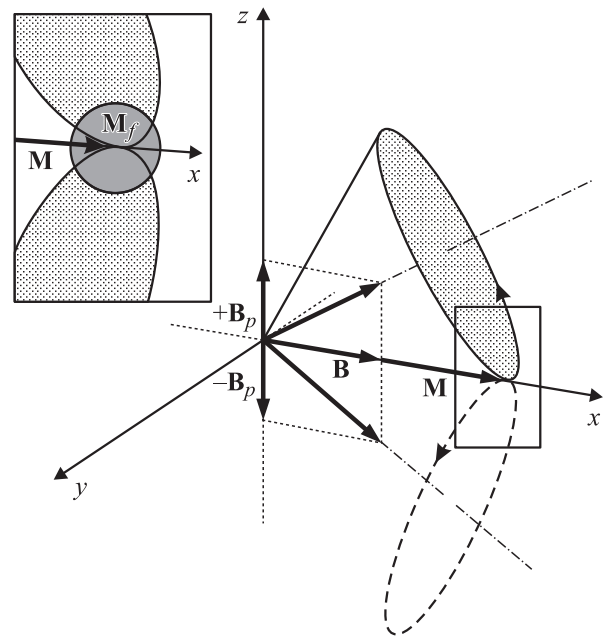
Заметим, что в скошенном поле симметризуемость кривых АЭХ, т.е. аддитивность четного и нечетного вкладов в поляризацию, нарушается именно в тех полях, в которых наступает смешивание состояний и спад тепловой поляризации (рис. 3). С другой стороны, судя по положению максимума тепловой поляризации на рис. 3, смешивание состояний происходит в полях того же масштаба (несколько больших), что и переход кривой АЭХ от роста к падению поляризации. Это дало нам основание в теоретической части воспользоваться представлениями о магнитополевом смешивании подзон как причине спада поляризации в условиях АЭХ.

## 2. Расчет и обсуждение

Основными универсальными чертами наблюдавшихся аномальных кривых Ханле являются 1) быстрый рост поляризации в слабом поле; 2) переход поляри-

зации через максимум, причем максимальное значение  $\rho_{\max} \sim 0.1 \ll 1$ ; 3) более медленное уменьшение поляризации с дальнейшим ростом поля. Отправной точкой будем считать указанную еще в [14] главную качественную причину роста поляризации — появление продольной (вдоль нормали к КЯ) составляющей локальной намагниченности в результате прецессии этой намагниченности в эффективном магнитном поле.

Предложенная в [14] схема явлений, приводящих к инверсии знака эффекта Ханле, сохраняет актуальность и в настоящем рассмотрении, поэтому ее полезно напомнить. Циркулярно поляризованный свет резонансным образом возбуждает в КЯ локализованные экситоны с проекцией углового момента  $|+1\rangle$  (тяжелая дырка  $|+3/2\rangle$  и электрон  $| -1/2\rangle$ ). В нулевом внешнем поле неравновесный спин электронов и дырок из-за взаимодействия с магнитными ионами релаксирует за пикосекунды [9,10,27] и „не доживает“ до рекомбинации, которая происходит с временами порядка сотен пикосекунд [28,29]. В результате рекомбинационное излучение оказывается слабополяризованным или неполяризованным. Если же в плоскости КЯ приложено магнитное поле  $\mathbf{B} = (B, 0, 0)$ , то к моменту фотогенерации локализованной дырки в области ее локализации уже накоплен наведенный полем локальный магнитный момент (ЛММ)  $\mathbf{M} = (M_B, 0, 0)$ , т.е. спины ионов марганца в той или иной степени выстроены вдоль поля



**Рис. 5.** Прецессия локального магнитного момента  $\mathbf{M}$ , наведенного внешним полем  $\mathbf{B}$  в плоскости квантовой ямы ( $xy$ ), вокруг эффективного поля, образованного сложением поля  $\mathbf{B}$  и обменного поля дырки  $\mathbf{B}_p$  („поляронного поля“). Показаны траектории прецессии вокруг верхнего и (штриховой линией) вокруг нижнего поляронного состояния. На вставке — увеличенный фрагмент рисунка, на котором показана область флуктуаций  $\mathbf{M}$ .

(вдоль оси  $x$ ). Генерация дырки с резко анизотропным  $g$ -фактором изменяет величину и направление поля, действующего на  $\mathbf{M}$ , поскольку к внешнему полю  $\mathbf{B}$  добавляется эффективное обменное поле дырки  $\mathbf{B}_p$  („поляронное поле“), направленное вдоль оси  $z$  [12,13]. Ларморовская прецессия вектора  $\mathbf{M}$  в суммарном поле приводит к появлению у него составляющей вдоль оси  $z$  (рис. 5). Поскольку у дырочного  $g$ -фактора велика только компонента  $g_{zz}$ , именно появление  $z$ -компоненты локальной намагниченности приводит к расщеплению дырочных состояний  $|+3/2\rangle$  и  $|-3/2\rangle$ . В результате с некоторого момента такой эволюции поляризация дырок определяется уже не столько их собственной короткой „спиновой памятью“, сколько тем обстоятельством, что в квазистатическом обменном поле магнитных ионов среднее значение поляризации дырок отлично от нуля.

В описанном здесь процессе фактически происходит перекачка энергии из зеемановского резервуара (энергии взаимодействия магнитных ионов с полем) в обменный резервуар (в энергию взаимодействия магнитных ионов с дыркой), или, другими словами, динамическое формирование дырочного магнитного полярона [12]. Безусловно, и в отсутствие внешнего поля дырка действует своим обменным полем на спины магнитных ионов, стремясь к образованию магнитополяронного состояния. Однако в этом случае характерным временем образования полярона является не период прецессии магнитного момента ионов марганца в поле порядка  $B_p$  (десятки пикосекунд), а время продольной релаксации намагниченности  $T_1$ , которое в подобных структурах больше или порядка времени жизни экситона [28,29] и уж тем более превосходит период прецессии. Поэтому если в конкретной КЯ даже в нулевом поле конечным, излучающим все равно является поляронное состояние, то оно формируется медленнее, чем в той же КЯ в поперечном магнитном поле, и начальная ориентация момента дырки оказывает меньшее влияние на поляризацию излучения.

Описанная выше сугубо динамическая схема привлекательна своей простотой, но при попытке количественного описания результатов эксперимента приводит к затруднениям.

2.1. Трудности динамического подхода. Коллективная спиновая динамика локализованной дырки и магнитных ионов в поперечном поле исследовалась в [10,13]. Динамические уравнения запишем в виде

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{M} - \frac{1}{T_2} \left( \mathbf{M} - \boldsymbol{\Omega} \frac{\Omega \mathbf{M}}{\Omega^2} \right),$$

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{1}{\tau_s} \left[ P - \tanh \left( \frac{\Delta(M_z)}{2kT} \right) \right], \quad (1)$$

где  $T_2$  и  $\tau_s$  — соответственно время поперечной релаксации намагниченности и время спиновой релаксации дырок,  $\Delta(M_z)$  — спиновое (обменное) расщепление дырочных состояний  $|+3/2\rangle$  и  $|-3/2\rangle$ , вызванное  $z$ -компо-

нентой локального магнитного момента,  $kT$  — тепловая энергия,

$$\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Omega}_B + P\boldsymbol{\Omega}_p \quad (2)$$

„векторная“ ларморовская частота ( $\boldsymbol{\Omega}_B = \mu g \mathbf{B} / \hbar$ ,  $\boldsymbol{\Omega}_p = \mu g \mathbf{B}_p / \hbar$ ,  $\mu$  и  $g$  — магнетон Бора и  $g$ -фактор марганца ( $g = 2$ ),  $\mathbf{B}_p$  — направленное вдоль оси  $z$  обменное поле, которое действует на ЛММ со стороны полностью выстроенной по спине дырки).

В первом из уравнений (1) мы пренебрегли продольной релаксацией. Уравнение (2) для поля, действующего на ЛММ, записано в приближении коротких времен корреляции: поскольку время  $\tau_s$  является самым коротким из времен, считается, что обменное поле дырки пропорционально ее средней поляризации. Без учета флуктуаций ЛММ начальные условия для системы уравнений (1) следующие:  $P = 1$ ,  $\mathbf{M} = (\chi B, 0, 0)$ , где  $\chi$  имеет смысл магнитной восприимчивости, нормированной на объем локализации дырки.

Уравнения динамики рассматриваемой спиновой системы имеют решения двух типов. В зависимости от параметров, решениями могут быть фазовые траектории, „накручивающиеся“ либо на направление внешнего поля, либо на одно из двух низкосимметричных магнитополяронных состояний. Первый вариант соответствует слабому обменному полю дырки. В частности, уравнения (1) хорошо воспроизводят решения для  $\mathbf{M}$ , приведенные в [10]. Видимо, решения этого типа (рис. 6, *a*) соответствуют условиям большинства экспериментов по сверхбыстрой спиновой динамике, измеряемой посредством разрешенного во времени фарадеевского или керровского вращения<sup>1</sup> [9–11]. Заметим, что в этих условиях средний спин дырки за короткое время (много меньше времени жизни экситона) релаксирует к нулевому значению (рис. 6, *b*), так что в стационарных условиях ожидается практически полное отсутствие поляризации излучения.

<sup>1</sup> Заслуживает обсуждения вопрос о том, почему (при схожих исследуемых образцах) для описания экспериментов по керровскому вращению актуальны значения обменного поля дырки порядка 1 мТ [10], а в экспериментах по люминесценции и рамановскому рассеянию с непрерывным возбуждением — порядка 1 Т, на три порядка величины больше ([12,16,30], см. также далее). На это расхождение обращали внимание и авторы [10]; мы полагаем, что его причиной является различие экспериментальных условий в экспериментах двух типов. Оценки на основе данных [10] показывают, что при возбуждении субпикосекундным лазерным импульсом пиковая плотность оптического возбуждения выше на шесть-семь порядков величины, а концентрация дырок ( $10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) — на два-три порядка величины по сравнению с соответствующими значениями для стационарных экспериментов. По-видимому, при столь высокой концентрации дырки в основном делокализованы, а создаваемое ими на ионах марганца среднее обменное (молекулярное) поле, которое пропорционально концентрации дырок, оказывается как раз на три порядка величины меньше, чем „поляронное поле“ локализованной дырки. При таком подходе миллисекундовые обменные поля в керровских экспериментах имеют смысл не только в среднем [10], но и локально. В противном случае трудно объяснить линейный ход зависимости частоты прецессии намагниченности от магнитного поля в области слабых полей (рис. 3, *a* в [10]).

Подход, предложенный в работе [16], позволил нам на основе экспериментальных данных по зеемановскому расщеплению в продольном поле  $\Delta$  и степени магнитоиндуцированной круговой поляризации люминесценции в продольном поле  $\rho_{\text{MCPL}}$  оценить значения параметров магнитного полярона, актуальные в рассматриваемом нами случае. Оценка дает для исходных значений  $d\Delta/dB_{\parallel} = 10 \text{ meV/T}$  [31],  $d\rho_{\text{MCPL}}/dB_{\parallel} = 5 \text{ T}^{-1}$  (40 Å КЯ, образец № 1) следующие результаты:

$$E_p \sim \frac{1}{2\pi kT} \left[ \frac{(d\Delta/dB_{\parallel})^2}{(d\rho_{\text{MCPL}}/dB_{\parallel})^2} \right] \approx 4 \text{ meV},$$

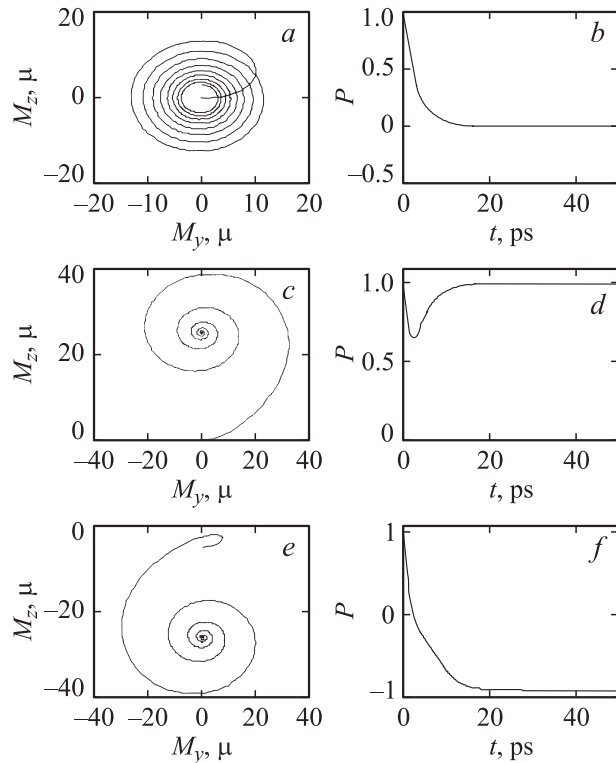
$$B_p \sim \frac{d\Delta/dB_{\parallel}}{\pi kT (d\rho_{\text{MCPL}}/dB_{\parallel})} \approx 0.8 \text{ T},$$

$$M_p \sim \frac{E_p}{B_p} \approx 5 \text{ meV/T} \approx 80 \mu,$$

$$M_f = \sqrt{\langle M^2 \rangle} \sim \frac{\sqrt{\pi}}{2} kT \frac{d\rho_{\text{MCPL}}}{dB_{\parallel}} \approx 0.75 \text{ meV/T} \approx 13 \mu. \quad (3)$$

Качественно близкая ситуация реализуется и для 80 Å КЯ в образце № 3: исходные значения  $d\Delta/dB_{\parallel} = 20 \text{ meV/T}$  [12],  $d\rho_{\text{MCPL}}/dB_{\parallel} = 10 \text{ T}^{-1}$ ; результаты оценки  $E_p \approx 4 \text{ meV}$ ,  $B_p \approx 0.4 \text{ T}$ ,  $M_p \approx 160 \mu$ ,  $M_f \approx 26 \mu$ . Их можно прокомментировать следующим образом. Во-первых, равновесная энергия полярона  $E_p$  имеет заметную величину (4 meV), в то время как в эксперименте в нулевом поле линия фотолюминесценции не обнаруживает „поляронного сдвига“ [32]. Это свидетельствует о медленном (в масштабе времени жизни экситона) формировании магнитного полярона  $T_1$  [29], т.е. в пользу возможности не учитывать продольную релаксацию в (1). Во-вторых, равновесный момент полярона  $M_p$  существенно (в 6.5 раз) больше флуктуационного момента  $M_f$ , наличие которого связано с малостью радиуса локализации дырки [16]. Это соотношение используется в дальнейшем. В-третьих, из результатов (3) следуют прямые оценки параметров динамической модели, поскольку восприимчивость  $\chi = M_p/B_p \approx 100 \mu/\text{T}$ , а расщепление  $\Delta(M_z) = (d\Delta/dB_{\parallel})(M_z/\chi)$ .

Подставив полученные значения в систему (1) и решая ее численно, можно убедиться, что в интересующем нас случае эволюция системы происходит в поляронном режиме (рис. 6, *c, d*). Наведенный полем магнитный момент релаксирует к направлению равновесного момента полярона (рис. 6, *c*). Средняя поляризация дырки при этом быстро релаксирует к ненулевому значению, которое уже в сравнительно небольших полях приближается к единице (рис. 6, *d*). Таким образом, в конечном поляронном состоянии дырка полностью поляризована, что должно соответствовать стопроцентной поляризации люминесценции. Не меняет дела изменение  $\tau_s$  на один-два порядка. Не видно и причины, которая могла



**Рис. 6.** Фазовые траектории ЛММ по уравнениям (1), (2) (*a, c, e*) и соответствующая им динамика спина дырки (*b, d, f*). Параметры для *a, b*:  $kT = 0.5 \text{ meV}$ ,  $\tau_s = 3 \text{ ps}$ ,  $T_2 = 200 \text{ ps}$ ,  $B = 1 \text{ T}$ ,  $B_p = 0.6 \text{ mT}$ ,  $\chi = 50\,000 \mu/\text{T}$ ,  $\chi^{-1}(d\Delta/dB_{\parallel}) = 10^{-4} \text{ meV}/\mu$  (реконструкция условий работы [10]). Параметры для *c–f*:  $kT = 0.16 \text{ meV}$ ,  $\tau_s = 3 \text{ ps}$ ,  $T_2 = 45 \text{ ps}$ ,  $B = 1 \text{ T}$ ,  $B_p = 0.8 \text{ T}$ ,  $\chi = 100 \mu/\text{T}$ ,  $\chi^{-1}(d\Delta/dB_{\parallel}) = 0.1 \text{ meV}/\mu$  (реконструкция наших экспериментальных условий). Для случая *c, d* начальная ориентация ЛММ  $\mathbf{M}_0 = (\chi B, 0, 0)$ , для случая *e, f* —  $\mathbf{M}_0 = (\chi B, 0, -0.1\chi B)$ .

бы в рамках данной модели привести к спаду поляризации. Поскольку в наших экспериментах максимальная поляризация люминесценции едва достигает 10%, приходится признать, что динамическая модель недостаточна для описания экспериментальных результатов.

Следует обратить внимание еще на два обстоятельства. Прежде всего, значения  $T_2$  мы выбирали из тех соображений, что в поляроне из-за неоднородной плотности волновой функции дырки неоднородность обменного поля порядка самого обменного поля, так что время  $T_2$  должно быть порядка периода прецессии ЛММ. С ростом внешнего поля суммарное поле становится все более однородным, так что поперечная релаксация может несколько замедляться. Однако в уравнениях (1) заложен также дополнительный, не учтенный в  $T_2$ , механизм поперечной релаксации. Он связан с запаздыванием дырочного обменного поля (из-за ненулевого  $\tau_s$ ). Поэтому даже при бесконечно большом  $T_2$  поперечная релаксация происходит достаточно эффективно.

Второе обстоятельство, на наш взгляд, является ключом к пониманию результатов эксперимента. Хотя об-



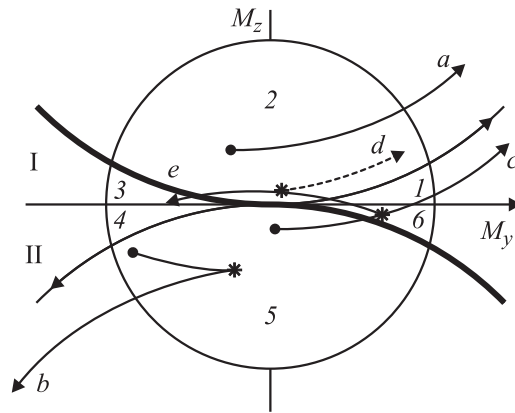
ший характер актуальных решений системы (1) и, в частности, стопроцентная средняя поляризация дырки на протяжении почти всей ее жизни довольно устойчивы к изменению параметров уравнений (1), небольшого изменения начальных условий по  $\mathbf{M}$  достаточно для перевода системы в другое конечное состояние (рис. 6, e, f). Это все равно будет поляронное состояние, однако с отрицательной  $z$ -составляющей локального момента, с противоположным направлением спина дырки и соответственно с отрицательной поляризацией излучения. Необходимо только учесть флуктуации начальных условий по  $\mathbf{M}$ , и тогда часть поляронов окажется в конечном состоянии „со спином вверх“, а другая часть — „со спином вниз“. Поляризация излучения будет тогда определяться балансом концентраций (или вероятностей возникновения) таких поляронов.

Прямым способом реализации этой идеи могло бы быть усреднение решений системы (1) по начальным условиям. Однако продуктивность такого подхода сомнительна, а его вычислительная сложность очевидна, поскольку проинтегрировать уравнения не удастся. В следующем разделе формулируется модель, позволяющая учесть флуктуации ЛММ более физически ясным образом.

**2.2. Флуктуационно-динамическая модель.** Для того чтобы выяснить, каким образом происходит распределение дырок, рождающихся в состоянии с ненулевыми флуктуациями ЛММ, по двум типам конечных поляронных состояний („со спином вверх“ и „со спином вниз“), рассмотрим сначала случай довольно сильного внешнего поля ( $B \sim B_p$ ). При этом, основываясь на результатах предыдущего раздела, будем считать, что разделение дырок происходит в первые пикосекунды после их рождения, а если ЛММ уходит на „большой круг“ прецессии вокруг одного из поляронных состояний (рис. 5), он вследствие эффективной поперечной релаксации окончательно притягивается к этому состоянию и дырка более не релаксирует по спину.

На рис. 7 представлено сечение пространства ЛММ плоскостью  $M_x = \chi B$ . Окружностью условно обозначены пределы разброса поперечных оси  $M_x$  компонент ЛММ. Внутри круга, таким образом, находятся возможные положения конца вектора ЛММ в момент рождения дырки. На этом рисунке приведены также две критические траектории (I и II), а именно: такие траектории вращения конца вектора ЛММ вокруг верхнего и нижнего поляронных состояний, которые касаются оси  $M_y$ . Критические траектории представляют собой окружности большого радиуса<sup>2</sup> с центрами в „верхнем“ и „нижнем“ поляронных состояниях.

Две критические траектории и ось  $M_y$  разбивают флуктуационный круг на шесть областей (I–6). Рассмотрим сначала случай нулевой температуры и беско-



**Рис. 7.** Сечение фазового пространства ЛММ плоскостью  $M_x = \chi B$  (обсуждение в тексте, см. также вставку на рис. 5). Критическая линия (показана жирным) отделяет „зоны захвата“ верхнего и нижнего поляронных состояний. Показаны несколько вариантов траекторий: дырка рождается в верхней зоне и притягивается к верхнему поляронному состоянию (a), рождается в нижней зоне и притягивается к нижнему поляронному состоянию (b), рождается в нижней зоне, пересекает критическую поверхность и притягивается к верхнему поляронному состоянию (c, d), рождается в нижней зоне и возвращается туда после двух пересечений критической поверхности („возвратная траектория“) (e). Точки рождения показаны кружками, точки переворота спина — звездочками.

нечно быстрой спиновой релаксации дырок с абсолютно анизотропным  $g$ -фактором. При этих условиях сразу после рождения дырка выстраивает спин вдоль  $z$ -компоненты ЛММ в той области, в которой она родилась. Что касается ЛММ, то он в месте рождения дырки может оказаться любым — в пределах флуктуационного круга. В дальнейшем, говоря о „рождении дырки в какой-либо точке круга“, будем подразумевать рождение дырки в области, в которой ЛММ направлен так, как он направлен в этой точке круга.

Итак, при мгновенной спиновой релаксации дырок обменное поле дырки в верхней полуплоскости всегда направлено вверх и ЛММ движутся по траекториям с положительной кривизной (таким, как траектория I). Дырки, рожденные в областях 1 и 2, выводят ЛММ из флуктуационной области наверх и в конечном счете образуют поляроны „со спином вверх“. Траектории для дырок, рожденных в области 3, пересекают ось  $M_y$ , после чего спин дырки переворачивается, ЛММ переходят на траектории с отрицательной кривизной (такие, как траектория II) и выходят из флуктуационной области вниз. Аналогично для дырок, рожденных в нижнем полукруге в области 6, конечным является поляронное состояние „со спином вверх“, а для рожденных в областях 4 и 5 — состояние „со спином вниз“. Таким образом, при мгновенной релаксации дырок половина флуктуационных реализаций (области 1, 2, 6) приводит к формированию полярона „со спином вверх“, а другая половина (области 3–5) эволюционирует к нижнему

<sup>2</sup> Критические траектории не лежат в плоскости  $M_x = \chi B$ , поэтому участки этих траекторий даны на рис. 7 в проекции на плоскость — в виде дуг эллипсов с большой полуосью вдоль  $M_y$ .

поляронному состоянию. Результирующая поляризация излучения равна нулю. „Верхняя“ зона (1, 2, 6) и „нижняя“ зона (3–5) отделены друг от друга критической линией (в пространстве критической поверхностью), составленной из участков критических траекторий I и II.

Учтем теперь конечность времени релаксации дырки. Качественно это означает, что дырки, рождающиеся только „со спином вверх“, в течение времени порядка  $\tau_s$  не переворачивают спин, даже если они родились в нижней полуплоскости. В этом временном интервале движение ЛММ и в нижней полуплоскости происходит по траекториям типа I. В результате до релаксации дырки ЛММ из областей 3–5 получают шанс перейти в область 6, т.е. из „нижней“ зоны в „верхнюю“, что соответствует смене конечного состояния. Легко видеть, что при таком развитии событий поляризация излучения будет равна удвоенной доле ЛММ, перешедших в „верхнюю“ зону.

Проведенные рассуждения позволяют свести задачу об АЭХ к вычислению потока вероятности через критическую поверхность — границу областей 5 и 6. Задаваясь гауссовым распределением флуктуаций ЛММ

$$\Phi(M_{x0}, M_{y0}, M_{z0}) = \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi} M_f} \right)^3 \times \exp \left[ -\frac{(M_{x0} - \kappa \Omega_B)^2 + M_{y0}^2 + M_{z0}^2}{2M_f^2} \right] \quad (4)$$

( $\kappa = \chi \hbar / \mu g$ ), можно вычислить поток вероятности из областей 3–5 через границу как

$$F = \int_{3-5} d\mathbf{M}_0 \Phi(\mathbf{M}_0) \exp \left( -\frac{t_{\text{rel}}(\mathbf{M}_0)}{\tau_s} \right), \quad (5)$$

где  $t_{\text{rel}}$  — время, отведенное на релаксацию спина дырки. Здесь уместно сказать несколько слов о смысле этого параметра. В нашей теории время  $t_{\text{rel}}$  — время пролета флуктуационной области — играет важную роль, схожую с ролью времени жизни в традиционной теории оптической ориентации [2]. Величина  $t_{\text{rel}}^{-1}$  характеризует скорость захвата оптически ориентированной фотодырки в поляронное состояние. После захвата спиновая релаксация прекращается, т.е. фактически происходит консервация направления спина дырки. Таким образом, спиновая релаксация дырок конкурирует с захватом в поляронное состояние, в то время как в обычной оптической ориентации она конкурирует с рекомбинацией. Как уже отмечалось, темп спиновой релаксации  $\tau_s^{-1}$  в полумагнитных системах весьма высок. Сигнал оптической ориентации в условиях АЭХ возрастает потому, что и захват спина дырки по флуктуационно-динамическому механизму оказывается достаточно быстрым процессом.

Для дырок, рожденных в областях 4 и 5, время  $t_{\text{rel}}$  есть полное время движения ЛММ из точки рождения  $\mathbf{M}_0$  до пересечения критической поверхности (по траектории

типа I). В настоящей работе мы повсюду пренебрегаем возможностью переворота спина дырки из состояния „вдоль“ ЛММ в состояние „против“ ЛММ. Учитывая большие типичные величины спинового расщепления дырок в полумагнитных полупроводниках (много больше температуры), это предположение следует, вероятно, считать вполне приемлемым. Однако дырки, рожденные в области 3, с момента рождения и до пересечения плоскости  $M_z = 0$  выстроены по спину как раз „вдоль“ ЛММ. Поэтому для этих дырок мы должны, сохраняя последовательность, исключить возможность спиновой релаксации при  $M_z > 0$ , и для них время  $t_{\text{rel}}$  будет временем движения (по траектории типа I) от границы областей 3 и 4 до критической поверхности.

Отметим, что те дырки, которые перешли критическую поверхность, сохраняют возможность перевернуть спин на пути в верхнее полупространство (в области 6). Эти дырки все равно попадут в область  $M_z > 0$ , поскольку из области 6 туда ведут оба типа траекторий. Однако дырка „со спином вниз“ может и в верхнем полупространстве продолжать двигаться по траектории типа II и в конце концов вернуться в нижнее полупространство. Мы не будем учитывать подобные „возвратные“ траектории, поскольку можно показать, что связанная с ними поправка к  $F$  мала.

Завершая качественный анализ модели, обсудим вопрос о спаде поляризации, сменяющем ее рост при увеличении магнитного поля (рис. 2, б; 3 и 4). Здесь нужно обратить внимание на экспериментальные результаты работ [8,9], в которых прямыми измерениями было обнаружено значительное сокращение времени спиновой релаксации дырок в полумагнитных КЯ в поперечном магнитном поле. Если ускорение спиновой релаксации дырок связано со смешиванием подзон легких и тяжелых дырок, то зависимость  $\tau_s$  от  $\Omega_B$  (т.е. от магнитного поля) будет иметь лоренцевский вид [33]

$$\tau_s(\Omega_B) = \frac{\tau_{s0}}{1 + \Omega_B^2 / \Omega_0^2}, \quad (6)$$

$\Omega_0$  — параметр, зависящий от расщепления подзон. Правда, авторы [9] высказывают сомнения относительно такой интерпретации зависимости  $\tau_s(\Omega_B)$ , но даже если они правы, это отразится лишь на смысле параметра  $\Omega_0$ . Так или иначе, ускорение спиновой релаксации дырок — экспериментальный факт, а характер зависимости близок к лоренцевскому. Применительно к нашей модели сокращение  $\tau_s$  означает уменьшение потока через критическую поверхность, т.е. тенденцию к уменьшению поляризации излучения с ростом поля.

2.3. Расчет потока через критическую поверхность. Уравнения динамики ЛММ на коротких временах порядка  $\tau_s$  и  $t_{\text{rel}}$  упрощаются за счет того, что можно пренебречь поперечной релаксацией ( $T_2 \rightarrow \infty$ ). С другой стороны, понятие средней поляризации дырки и соответственно второе из уравнений (1) на этих временах не имеют особого смысла, поскольку в задаче теперь фигурирует время  $t_{\text{rel}}$ , не короткое по сравнению с  $\tau_s$ .

Поэтому обменное поле дырки нужно считать постоянным, но спиновую релаксацию дырок рассматривать как вероятностный (пуассоновский) процесс. Для простоты будем считать, что для дырки вероятность перевернуть спин из состояния „против“  $\mathbf{M}$  в состояние „вдоль“  $\mathbf{M}$  не зависит от величины  $\mathbf{M}$  и характеризуется временем  $\tau_s$ , а возможность обратных переверотов исключим вовсе (это соответствует приближению нулевой температуры для дырки).

При таком подходе первое из уравнений (1) превращается в уравнение простой прецессии с частотой  $\Omega = \Omega_B + \Omega_p$  и легко решается для произвольных начальных условий

$$\begin{aligned} M_x(\mathbf{M}_0, t) &= a - b \frac{\Omega_p}{\Omega} \sin \Omega t + c \frac{\Omega_p}{\Omega} \cos \Omega t, \\ M_y(\mathbf{M}_0, t) &= c \sin \Omega t + b \cos \Omega t, \\ M_z(\mathbf{M}_0, t) &= a \frac{\Omega_p}{\Omega_B} + b \frac{\Omega_B}{\Omega} \sin \Omega t - c \frac{\Omega_B}{\Omega} \cos \Omega t, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} a &= \frac{\Omega_B^2}{\Omega^2} M_{x0} + \frac{\Omega_p \Omega_B}{\Omega^2} M_{z0}, \\ b &= M_{y0}, \\ c &= \frac{\Omega_p}{\Omega} M_{x0} - \frac{\Omega_B}{\Omega} M_{z0}. \end{aligned} \quad (8)$$

В дальнейшем будем иметь в виду, что  $M_{y0}, M_{z0} \sim M_f$ , в то время как внешнее поле принимается достаточно сильным (так что  $M_{x0} \sim \kappa \Omega_B \gg M_f$ ). Пользуясь тем, что на временах  $t \sim \tau_s$  дуга  $\Omega t \ll 1$ , разложим (7) в ряд

$$\begin{aligned} M_x(\mathbf{M}_0, t) &\approx M_{x0} - M_{y0} \Omega_p t - \frac{1}{2} M_{x0} \Omega_p^2 t^2, \\ M_y(\mathbf{M}_0, t) &\approx M_{y0} + M_{x0} \Omega_p t, \\ M_z(\mathbf{M}_0, t) &\approx M_{z0} + M_{y0} \Omega_B t + \frac{1}{2} M_{x0} \Omega_p \Omega_B t^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где кроме линейных по времени членов мы сохранили и квадратичные, но лишь в тех случаях, когда они входят в комбинации с большой наведенной полем намагниченностью  $M_{x0}$ .

Критические траектории I и II имеют каждая единственную общую точку с плоскостью  $M_z = 0$ . Поэтому их проще всего отыскать, приравняв нулю  $M_z(\mathbf{M}_0, t)$  в (9) и рассматривая это равенство как квадратное уравнение относительно  $t$ ,

$$t_{1,2} = \frac{-M_{y0} \pm \sqrt{(M_{y0})^2 - 2(\Omega_p/\Omega_B)M_{x0}M_{z0}}}{\Omega_p M_{x0}}. \quad (10)$$

Приравняв нулю его детерминант, найдем, что критические поверхности задаются уравнением

$$M_y^2 = 2(\Omega_p/\Omega_B)M_x M_z, \quad (11)$$

причем одна из них соответствует положительным  $\Omega_p$  и  $M_z$ , а вторая — отрицательным.

Найдем теперь время  $t_k$  движения ЛММ до критической поверхности. Поскольку  $M_{x0} \sim \kappa \Omega_B \gg M_f$ , при пролете флуктуационной области, сопровождающемся изменением координат вектора ЛММ порядка  $M_f$ , проекция  $M_x$  меняется слабо. Комбинируя уравнения (11) и (9) и удерживая члены тех же порядков малости, что и ранее, получим

$$\begin{aligned} (M_{y0} + M_{x0} \Omega_p t_k)^2 &= -2(\Omega_p/\Omega_B)M_{x0} \\ &\times \left( M_{z0} + M_{y0} \Omega_B t_k + \frac{1}{2} M_{x0} \Omega_p \Omega_B t_k^2 \right). \end{aligned} \quad (12)$$

В (12) знак минус в правой части возник, по сравнению с (11), из-за того, что ЛММ движутся по траектории с положительной кривизной ( $\Omega_p > 0$ , выражения в скобках), а кривизна критической траектории отрицательна ( $\Omega_p < 0$ ). Поэтому удобно учесть различие знаков в явном виде и в дальнейшем понимать под  $\Omega_p$  одну и ту же (положительную) величину. Решение (12) дает для дырок, рожденных в областях 4 и 5,

$$\begin{aligned} t_{\text{rel-}} &= t_k \\ &= \frac{-M_{y0} + \sqrt{(M_{y0}/\sqrt{2})^2 - (\Omega_p/\Omega_B)M_{x0}M_{z0}}}{\Omega_p M_{x0}} \end{aligned} \quad (13)$$

(при условленном направлении движения по орбите перед корнем следует выбрать знак плюс). Для дырок из области 3, как обсуждалось в предыдущем разделе, начальный участок движения (до пересечения плоскости  $M_z = 0$ ) не сопряжен с релаксацией спина. Поэтому для них  $t_{\text{rel}}$  проще всего найти, вычитая из времени (13) время (10), где на этот раз перед корнем нужно выбрать знак минус. В результате для области 3

$$t_{\text{rel+}} = (1 + \sqrt{2}) \frac{\sqrt{(M_{y0}/\sqrt{2})^2 - (\Omega_p/\Omega_B)M_{x0}M_{z0}}}{\Omega_p M_{x0}}. \quad (14)$$

Формулы (13), (14) вместе с распределением (4) и границами областей (11) дают все необходимое для нахождения потока вероятности (5). Детали вычисления интеграла рассмотрены в Приложении.

Взяв только два первых слагаемых в (П12), сделав обратную замену переменных и учтя зависимость  $\tau_s(B)$  из (6), для поляризации окончательно получаем

$$\begin{aligned} \rho(\Omega_B) &= 2F \approx 0.64 \frac{\Omega_B \tau_{s0}}{1 + \Omega_B^2/\Omega_0^2} \\ &+ 0.94 \frac{M_p}{M_f} \left( \frac{\Omega_B \tau_{s0}}{1 + \Omega_B^2/\Omega_0^2} \right)^2. \end{aligned} \quad (15)$$

На рис. 2, b и 4 сплошными кривыми показаны результаты подгонки экспериментальных данных по формуле (15). Подгоночными параметрами были  $\tau_{s0}$  и  $\Omega_0$ ,

а отношение  $M_p/M_f$  для каждого образца оценивалось по (3). Можно констатировать хорошее качественное согласие экспериментальных и расчетных зависимостей. Полученные из подгонки значения  $\tau_{s0}$  составляют несколько пикосекунд, что соответствует данным прямых измерений [8–10] и оправдывает разложения по  $\Omega\tau_s$ .

Таким образом, нами исследовано аномальное поведение сигнала оптической ориентации в КЯ с полумагнитными слоями при приложении поперечного плоскости КЯ магнитного поля. Вместо уменьшения степени круговой поляризации фотолюминесценции (эффекта Ханле) при резонансном возбуждении в область локализованных экситонных состояний во многих образцах наблюдается рост степени поляризации, лишь затем сменяющийся ее спадом [14]. Зависимости этого типа мы назвали аномальным эффектом Ханле [15].

В настоящей работе приведены новые экспериментальные результаты, проанализированы варианты коллективной спиновой динамики локализованной дырки и магнитных ионов, и на этой основе предложена теоретическая модель АЭХ. Качественная основа модели следующая. Люминесценция происходит из магнитополяронных состояний, причем полярон формируется динамическим образом по механизму, предложенному в [12]. Поляризация излучения определяется балансом вероятностей образования поляронных состояний „со спином вверх“ и „со спином вниз“. Распределение экситонов по этим двух типам состояний осуществляется в первые пикосекунды после рождения экситона и зависит от того, какая флуктуация локальной намагнитченности реализовалась к моменту акта фотогенерации в данной области. При возбуждении неориентированных дырок половина флуктуационных реализаций релаксирует к состоянию „со спином вверх“, другая половина — к состоянию „со спином вниз“. Возбуждение поляризованных по спину дырок с их обменным полем сообщает распределению магнитных флуктуаций начальный толчок, и из этого смещенного распределения поляронные состояния „со спином вверх“ и „со спином вниз“ образуются уже с неравной вероятностью.

В теоретической части мы отказались от численного усреднения динамических уравнений по начальным условиям; одна из причин этого состоит в том, что применимость уравнений типа (1) на коротких временах вообще сомнительна. Вместо этого мы рассчитали поток флуктуаций через критическую поверхность, отделяющую „зоны захвата“ верхнего и нижнего поляронных состояний. Платой за простой аналитический результат (15) явился ряд приближений, в частности  $M_p \gg M_f$  и  $\Omega_{B,p}\tau_s \ll 1$ . Оценки показывают, что для типичных условий эксперимента эти приближения более или менее оправданы.

В заключение обратим внимание на результаты недавней работы [34], в которой  $M$ -образные кривые Ханле, внешне подобные рассмотренным нами, были обнаружены в немагнитных КЯ GaAs/(Ga,Al)As (см. рис. 2,  $d$

в этой работе). Объяснение этих  $M$ -образных зависимостей, по-видимому, совершенно иное: спин-зависимое формирование „трионов“ (трехчастичных электронных возбуждений  $X^-$ ) из оптически ориентированных экситонов и электронов [34].

Мы признательны Д.Р. Яковлеву и А. Ваагу за предоставление образца № 3, в котором ранее было обнаружено возрастание энергии магнитного полярона в поперечном магнитном поле [12].

## Приложение

Поток через границу дается интегралом

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} dM_x \int_{-\infty}^0 dM_z \int_{-\infty}^{\sqrt{-2\frac{\Omega_p}{\Omega_B} M_x M_z}} dM_y \Phi(\mathbf{M}) \times \exp\left(-\frac{t_{\text{rel-}}(\mathbf{M})}{\tau_s}\right) + \int_{-\infty}^{+\infty} dM_x \int_0^{+\infty} dM_z \int_{-\infty}^{-\sqrt{2\frac{\Omega_p}{\Omega_B} M_x M_z}} dM_y \Phi(\mathbf{M}) \exp\left(-\frac{t_{\text{rel+}}(\mathbf{M})}{\tau_s}\right). \quad (\text{П1})$$

Здесь и далее мы опускаем индекс „нуль“ у вектора  $\mathbf{M}$  и его компонент, подразумевая тем не менее интегрирование по начальным ориентациям ЛММ. Удобно перейти в (П1) от интегрирования по  $M_z$  к интегрированию по времени. Пользуясь формулами (13) и (14) для первого и второго интегралов соответственно, получим

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} dM_x \int_0^{\infty} dt \int_{-\frac{\sqrt{2M_x\Omega_p t}}{1+\sqrt{2}}}^{+\infty} dM_y 2\Omega_B (M_x \Omega_p t + M_y) \times \Phi(M_x, M_y, M_{z-}) \exp(-t/\tau_s) + \int_{-\infty}^{+\infty} dM_x \int_0^{\infty} dt \int_{-\infty}^{-\frac{\sqrt{2M_x\Omega_p t}}{1+\sqrt{2}}} dM_y \frac{2\Omega_B M_x \Omega_p t}{(1+\sqrt{2})^2} \times \Phi(M_x, M_y, M_{z+}) \exp(-t/\tau_s), \quad (\text{П2})$$

где

$$M_{z-} = \frac{\Omega_B}{\Omega_p} \left[ \frac{M_y^2}{2M_x} - \frac{(M_x \Omega_p t + M_y)^2}{M_x} \right], \quad (\text{П3})$$

$$M_{z+} = \frac{\Omega_B}{\Omega_p} \left[ \frac{M_y^2}{2M_x} - \frac{M_x (\Omega_p t)^2}{(1+\sqrt{2})^2} \right]. \quad (\text{П4})$$

Перейдем в (П2) к безразмерным переменным  $m_\alpha = M_\alpha / \sqrt{2} M_f$ ,  $\tau = t / \tau_s$ ,  $\omega_{B,p} = \Omega_{B,p} \tau_s$ :

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{2\omega_B}{\pi^{3/2}} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dm_x \int_0^{+\infty} e^{-\tau} d\tau \int_{-\frac{\sqrt{2}}{1+\sqrt{2}} m_x \omega_p \tau}^{+\infty} dm_y (m_x \omega_p \tau + m_y) \right. \\
 &\times e^{-((m_x - \tilde{\kappa} \omega_B)^2 + m_y^2 + m_{z-}^2)} + \int_{-\infty}^{+\infty} dm_x \int_0^{+\infty} e^{-\tau} d\tau \\
 &\times \left. \int_{-\infty}^{-\frac{\sqrt{2}}{1+\sqrt{2}} m_x \omega_p \tau} dm_y \frac{m_x \omega_p \tau}{(1 + \sqrt{2})^2} e^{-((m_x - \tilde{\kappa} \omega_B)^2 + m_y^2 + m_{z+}^2)} \right\}. \quad (\text{П5})
 \end{aligned}$$

Выражения для перенормированных  $\tilde{\kappa}$ ,  $m_{z-}$  и  $m_{z+}$  получаются элементарно, поэтому мы их не выписываем. Перегруппируем (П5) и осуществим замену  $m_x - \tilde{\kappa} \omega_B \rightarrow m_x$ , что соответствует сдвигу системы координат в точку равновесной намагниченности:

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{2\omega_B}{\pi^{3/2}} \left\{ \int_0^{+\infty} d\tau e^{-\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dm_x \int_{-\frac{\sqrt{2}}{1+\sqrt{2}} m_p \omega_B \tau}^{+\infty} dm_y m_y \right. \\
 &\times e^{-(m_x^2 + m_y^2 + m_{z-}^2)} + m_p \omega_B \int_0^{+\infty} d\tau \tau e^{-\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dm_x \int_{-\infty}^{+\infty} dm_y \\
 &\times e^{-(m_x^2 + m_y^2 + m_{z-}^2)} + m_p \omega_B \int_0^{+\infty} d\tau \tau e^{-\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dm_x \\
 &\times \left. \int_{-\infty}^{-\frac{\sqrt{2}}{1+\sqrt{2}} m_p \omega_B \tau} dm_y \left[ \frac{e^{-m_{z+}^2}}{(1 + \sqrt{2})^2} - e^{-m_{z-}^2} \right] e^{-(m_x^2 + m_y^2)} \right\}. \quad (\text{П6})
 \end{aligned}$$

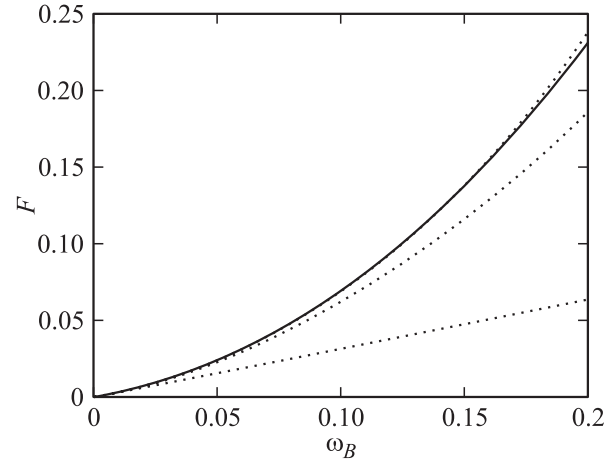
Замена переменной коснется и выражений для  $m_{z-}$  и  $m_{z+}$ , которые теперь приобретают вид

$$m_{z-} = -\frac{m_y^2}{2m_p} - 2\omega_B \tau m_y - m_p \omega_B^2 \tau^2, \quad (\text{П7})$$

$$m_{z+} = \frac{m_y^2}{2m_p} - \frac{m_p \omega_B^2 \tau^2}{(1 + \sqrt{2})^2}. \quad (\text{П8})$$

В (П6)–(П8) мы повсюду пренебрегали флуктуационной намагниченностью  $m_x$  по сравнению с  $\tilde{\kappa} \omega_B$ , а также учитывали то обстоятельство, что  $\tilde{\kappa} \omega_p = m_p$  — (безразмерный) равновесный момент магнитного полярона (см. (3)).

По логике построения теории мы должны после вынесения за скобки  $\omega_B$  удерживать в решении члены либо порядка единицы, либо порядка  $\omega_B m_p$ . Анализируя (П7) и (П8), можно видеть, что каждое из слагаемых в



**Рис. 8.** График функции  $F(\omega_B)$  для  $m_p = 4.5$ . Сплошная кривая — расчет по (П9), (П10). Три пунктирными линиями (верхняя практически совпала со сплошной) показан результат расчета по (П12): учтены первое слагаемое, первые два слагаемых и все три слагаемых из (П12).

правых частях этих выражений мало по какому-либо параметру (например, в (П7) первое слагаемое — по параметру  $m_p^{-1}$ , второе — по параметру  $\omega_B$ , третье — по параметру  $m_p \omega_B^2$ ), и соответствующие экспоненты в (П6) можно заменить на единицы.

После последнего упрощения интегралы удается наконец вычислить. Интегрирование по  $m_x$  всюду дает множитель  $\sqrt{\pi}$ . Второй тройной интеграл в (П6) сразу вычисляется до конца. В первом и третьем интегралах изменим порядок интегрирования, а в первом интеграле, кроме того, учтем, что при интегрировании нечетной функции от  $m_y$  интеграл в симметричных относительно  $m_y = 0$  пределах обратится в нуль. В результате получим

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{\omega_B}{\pi} \left\{ \int_0^{+\infty} dm_y m_y e^{-m_y^2} \int_0^{+\infty} d\tau e^{-\tau} \right. \\
 &+ \sqrt{\pi} m_p \omega_B - \frac{\sqrt{2}}{\lambda} \int_0^{+\infty} dm_y e^{-m_y^2} \int_0^{+\infty} d\tau \tau e^{-\tau} \left. \right\} \\
 &= \frac{\omega_B}{\pi} \left\{ \lambda Q(\lambda) + \frac{\sqrt{2}}{\pi} \left[ 2Q(\lambda) + \lambda + \sqrt{2\pi} - \lambda^2 Q(\lambda) \right] \right\}, \quad (\text{П9})
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \lambda &= \frac{1 + \sqrt{2}}{\sqrt{2} m_p \omega_B}, \\
 Q(\lambda) &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{\lambda^2/4} \left( 1 - \operatorname{erf} \frac{\lambda}{2} \right) \quad (\text{П10})
 \end{aligned}$$

$\operatorname{erf}(x)$  — интеграл вероятностей. Если  $m_p \omega_B \leq 1$ , то, пользуясь асимптотической формулой [35]

$$\sqrt{\pi} z e^{z^2} (1 - \operatorname{erf}(z)) \approx 1, \quad (\text{П11})$$



можно получить более простую функциональную зависимость

$$F \approx \frac{\omega_B}{\pi} \left( 1 + \frac{2\sqrt{2}\pi}{1+\sqrt{2}} m_p \omega_B + \frac{4\sqrt{2}}{(1+\sqrt{2})^2} (m_p \omega_B)^2 \right) \\ \approx 0.32\omega_B + 0.66m_p\omega_B^2 + 0.31m_p^2\omega_B^3, \quad (\text{П12})$$

явно демонстрирующую, как искомый поток зависит от параметров модели.

На рис. 8 показана функция  $F(\omega_B)$  для  $m_p = 4.5$ : приведены точный результат (П9), (П10) и зависимость (П12), причем отдельно показаны вклады первого слагаемого и суммы первого и второго слагаемых (П12). Можно видеть, что в актуальном диапазоне  $\omega_B \ll 1$ ,  $F \leq 0.1$  простой результат (П12) удовлетворителен; более того, достаточно брать сумму двух первых слагаемых (П12).

## Список литературы

- [1] J. Brosse, A. Kastler. *Compt. Rend.* **229**, 1213 (1949).
- [2] Оптическая ориентация / Под ред. Б.П. Захарченя, Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [3] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, Р.Р. Ичкитидзе, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. *ФТТ* **35**, 2821 (1993).
- [4] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. *ФТТ* **36**, 2752 (1994).
- [5] А.С. Волков, А.И. Екимов, С.А. Никишин, В.И. Сафаров, Б.В. Царенков, Г.В. Царенков. *Письма в ЖЭТФ* **25**, 560 (1977).
- [6] В.А. Новиков, В.Г. Флейшер. *ЖЭТФ* **71**, 776 (1976).
- [7] J. Stühler, G. Schaack, M. Dahl, A. Waag, G. Landwehr, K.V. Kavokin, I.A. Merkulov. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2567 (1995).
- [8] S.A. Crooker, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, D.D. Awschalom. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2814 (1996).
- [9] S.A. Crooker, D.D. Awschalom, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth. *Phys. Rev. B* **56**, 7574 (1997).
- [10] R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi, T. Tani. *Phys. Rev. B* **57**, 7208 (1998).
- [11] C. Camilleri, D. Scalbert, J. Allègre, M. Dyakonov, M. Nawrocki, J. Cibert, A. Arnoult, S. Tatarenko. *Proc. 7th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“*. St. Petersburg, Russia (1999).
- [12] D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin, I.A. Merkulov, G. Mackh, W. Ossau, R. Hellmann, E.O. Göbel, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev. B* **56**, 9782 (1997).
- [13] K.V. Kavokin, I.A. Merkulov. *Phys. Rev. B* **55**, R7371 (1997).
- [14] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, K.V. Kavokin, B.P. Zakharchenya, D.E. Ashenford, B. Lunn. *Proc. 23rd Int. Conf. Phys. Semicond. (Berlin, Germany, 1996)* / Ed. M. Sheffler, R. Zimmermann. World Scientific (1996). P. 2459.
- [15] K.V. Kavokin. In: *Optical Properties of Semiconductor Nanostructures* / Ed. M. Sadowski, M. Potemski, M. Grynberg. NATO Science Series — High Technology. Kluwer Academic Publ. (2000). V. 81. P. 255; e-print cond-mat/9912084.
- [16] I.A. Merkulov, G.R. Pozina, D. Coquillat, N. Paganotto, J. Siviniant, J.P. Lascaray, J. Cibert. *Phys. Rev. B* **54**, 5727 (1996).
- [17] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, B.P. Zakharchenya. *Proc. 22nd Int. Conf. Phys. Semicond. (Vancouver, Canada, 1994)* / Ed. D.J. Lockwood. World Scientific (1994). P. 2501.
- [18] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, B.P. Zakharchenya, W.E. Hagston, D.E. Ashenford, B. Lunn. *Solid State Commun.* **95**, 149 (1995).
- [19] Б.П. Захарченя, А.В. Куудинов, Ю.Г. Кусраев. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 241 (1996).
- [20] J. Warnock, R.N. Kershaw, D. Ridgley, K. Dwight, A. Wold, R.R. Galazka. *J. Lumin.* **34**, 25 (1985).
- [21] V.P. Kochereshko, I.A. Merkulov, K.V. Kavokin, D.R. Yakovlev, G. Mackh, W. Ossau, G. Landwehr. *Proc. Int. Conf. on Semiconductor Heteroepitaxy (Montpellier, France, 1995)* / Ed. B. Gil, R.-L. Aulombard. World Scientific (1995). P. 218.
- [22] Б.П. Захарченя, А.В. Куудинов, Ю.Г. Кусраев. *ЖЭТФ* **110**, 177 (1996).
- [23] A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, I.G. Aksyanov. Submitted to *Phys. Rev. B*.
- [24] D. Heiman, P. Becla, R. Kershaw, D. Ridgley, K. Dwight, A. Wold, R.R. Galazka. *Phys. Rev. B* **34**, 3961 (1986).
- [25] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, I.G. Aksyanov, B.P. Zakharchenya, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3176 (1999).
- [26] S.I. Gubarev. *Phys. Stat. Sol. (b)* **134**, 211 (1986).
- [27] M.R. Freeman, D.D. Awschalom, J.M. Hong, L.L. Chang. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2430 (1990).
- [28] E.O. Göbel, R. Hellmann, G. Mackh, D.R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. *Mater. Sci. Forum.* **182-184**, 519 (1995).
- [29] D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin. *Comments Cond. Matt. Phys.* **18**, 51 (1996).
- [30] И.А. Меркулов, Д.Р. Яковлев, К.В. Кавокин, Г. Мак, В. Кун-Хайнрих, В. Оссау, А. Вааг, Г. Ландвер. *ФТТ* **39**, 2079 (1997).
- [31] W. Heimbrod, O. Goede, Th. Köpp, K. Hieke, H.-E. Gumlich, Th. Pier, B. Lunn, T. Gregory. *J. Cryst. Growth* **117**, 859 (1992).
- [32] Б.П. Захарченя, Ю.Г. Кусраев. *Письма в ЖЭТФ* **50**, 199 (1989).
- [33] И.А. Меркулов. Не опубликовано.
- [34] R.I. Dzhioev, V.L. Korenev, B.P. Zakharchenya, D. Gammon, A.S. Bracker, J.G. Tishler, D.S. Katzer. *Phys. Rev. B* **66**, 153409 (2002).
- [35] *Справочник по специальным функциям* / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. Наука, М. (1979). С. 122.