

12,03,09

## Оптическая ориентация частиц со случайным $g$ -фактором в полупроводниковых наноструктурах

© С.В. Андреев, А.В. Кудинов

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

E-mail: koudinov@orient.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 30 июня 2010 г.)

В реальных квазидвумерных полупроводниковых наноструктурах (квантовых ямах, квантовых точках) поперечный  $g$ -фактор дырок является стохастической величиной. Этот факт необходимо учитывать при анализе оптической ориентации и эффекта Ханле на дырках. Теоретически рассматривается эффект Ханле для ансамбля частиц со „случайным“  $g$ -фактором. В случае, когда время спиновой релаксации дырки с характерной величиной  $g$ -фактора мало по сравнению с ее временем жизни, возможно сужение контура деполаризации и увеличение его амплитуды. Для противоположного случая долгих времен спиновой релаксации (трионы в квантовых точках) выведена формула, обобщающая ранее полученный результат на случай произвольного угла наклона магнитного поля к плоскости слоя (эффект Ханле в наклонном поле).

Работа поддержана РФФИ (грант № 09-02-00884).

### 1. Введение

Оптической ориентацией спинов называют группу явлений и экспериментальных методов, в основе которых лежит создание неравновесной заселенности спиновых подуровней путем оптического возбуждения системы поляризованным светом [1]. Например, в процессе прямого межзонного поглощения циркулярно поляризованного света в полупроводнике угловой момент фотона передается образующимся электрону и дырке. Если впоследствии эти электрон или дырка вовлекаются в рекомбинационный переход с излучением вторичного фотона, то и вторичное излучение может оказаться частично поляризованным. В частности, если возбуждение осуществляется непрерывно, и непрерывно же детектируется вторичное свечение (люминесценция), то в этих „стационарных“ условиях степень поляризации люминесценции определяется соотношением времени жизни и времени спиновой релаксации частиц. Обычно поляризация люминесценции при оптической накачке циркулярно поляризованным светом определяется в основном спиновой поляризацией частиц одного сорта (чаще всего электронов). В этом случае степень поляризации излучения пропорциональна проекции среднего спина частиц соответствующего сорта на направление волнового вектора излучаемого света.

В экспериментах по оптической ориентации, осуществляемых в стационарных условиях, ключевую роль играет эффект Ханле [1]. Эффектом Ханле называется явление деполаризации фотolumинесценции в условиях оптической ориентации при приложении внешнего магнитного поля (чаще всего перпендикулярно лучу). Сущность эффекта состоит в том, что спины частиц вовлекаются в ларморовское прецессионное движение вокруг направления приложенного поля. В результате

с ростом величины поля средний спин частиц поворачивается, его проекция на направление наблюдения уменьшается (если только направление возбуждения и направление наблюдения коллинеарны) и наблюдаемая степень поляризации уменьшается.

Частота прецессии спина связана с величиной магнитного поля через  $g$ -фактор носителя заряда. Как правило, величина  $g$ -фактора является хорошо определенной для данного сорта частиц в данном материале. Например, для электронов в полупроводнике известна формула Рот, связывающая  $g$ -фактор с важнейшими зонными параметрами: шириной запрещенной зоны, эффективной массой и спин-орбитальным расщеплением валентной зоны [2]. Однако в недавней работе [3] было показано, что возможно также наблюдение эффекта Ханле в ансамбле частиц с полностью случайным  $g$ -фактором. В качестве частиц, обладающих этим свойством, были предложены локализованные дырки в эпитаксиальных полупроводниковых наноструктурах — дискообразных квантовых точках и квантовых ямах. Было показано, что учет стохастичности  $g$ -фактора приводит к нелоренцевской форме контура эффекта Ханле. Этот вывод нашел экспериментальное подтверждение в результатах, полученных при исследовании люминесценции отрицательных трионов в квантовых точках CdSe/ZnSe [3].

Настоящая работа продолжает начатое в [3] исследование эффекта Ханле в системах частиц со случайным (распределенным)  $g$ -фактором. В разделе 2 получена формула, обобщающая результат работы [3] на случай произвольного угла наклона магнитного поля к плоскости наноструктуры. Отметим, что наклонная геометрия эффекта Ханле применяется в экспериментах и позволяет получать нетривиальные результаты [4–6]. В разделе 3 проанализирована модель, в которой нетривиальным образом учтена спиновая релаксация: сделано предположе-

ние, что время спиновой релаксации частицы зависит от величины ее  $g$ -фактора. Результаты, полученные в этом разделе, могут иметь отношение к системам с более быстрой спиновой релаксацией (трионы в квантовых ямах) либо с более долгими временами жизни (резидентные носители), чем это характерно для трионов в квантовых точках.

## 2. Наклонное поле

Эксперименты по эффекту Ханле в наклонном поле позволяют сделать вывод о том, какой тип триона вносит основной вклад в наблюдаемый сигнал оптической ориентации наноструктуры. В случае, когда носителем спиновой информации в трионе является тяжелая дырка (так называемые „отрицательные“ трионы  $X^-$ ), наблюдается зависимость полуширины контура деполяризации от угла наклона поля к плоскости образца [6,7]. К такому эффекту приводит анизотропия тензора эффективного  $g$ -фактора дырки. Поперечная компонента этого тензора, как правило, намного больше компонент в плоскости слоя [8,9]. В работе [6] приведена формула, описывающая зависимость контура деполяризации люминесценции от угла наклона поля по отношению к оси роста структуры  $\theta$  для частиц с хорошо определенной величиной поперечного  $g$ -фактора. Эту формулу можно переписать в следующем виде:

$$S_z(b, \theta) = \frac{T_s}{\tau} S_{z0} \frac{1 + b^2 \lambda^2 \cos^2 \theta}{1 + b^2 (\sin^2 \theta + \lambda^2 \cos^2 \theta)}, \quad (1)$$

где  $b = B/B_{1/2}$ ,  $B_{1/2} = \hbar/\mu_B g T_s$ ,  $T_s^{-1} = \tau^{-1} + \tau_s^{-1}$ ,  $\tau_s$  — время спиновой релаксации дырки,  $\tau$  — время жизни дырки,  $\lambda \equiv g_0/g$ ,  $g_0$  — продольная (вдоль оси роста) компонента тензора эффективного  $g$ -фактора дырки,  $g$  — поперечная компонента. Отношение времени жизни спина  $T_s$  к времени жизни частицы  $\tau$  показывает, во сколько раз уменьшается стационарное значение среднего спина  $S_{z0}$  в отсутствие магнитного поля в результате процесса спиновой релаксации. При  $\theta = \pi/2$  формула (1) переходит в обычную формулу эффекта Ханле в поперечном поле

$$S_z(b) = \frac{T_s}{\tau} S_{z0} \frac{1}{1 + b^2}. \quad (2)$$

Отсюда видно, что  $B_{1/2}$  имеет смысл полуширины контура эффекта Ханле в геометрии Фойхта.

Разумеется, в общем случае тензор имеет две различные компоненты в плоскости слоя. В (1) принята во внимание природа этих компонент. Именно считается, что спиновое расщепление тяжелой дырки в поперечном магнитном поле возникает благодаря наличию одноосной деформации в плоскости слоя [10–13]. Величина расщепления в первом приближении линейна по величине деформации и не зависит от ориентации поля в плоскости.

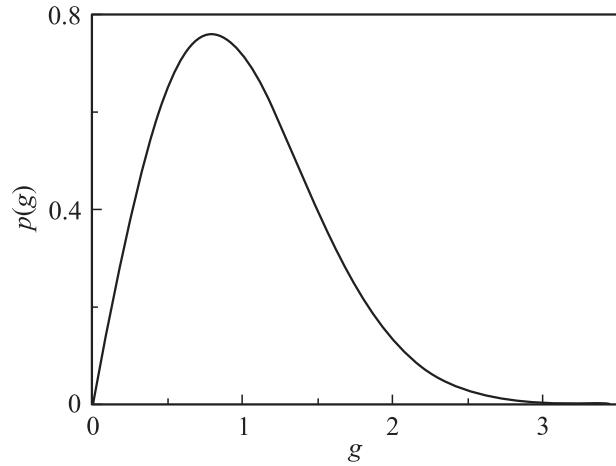


Рис. 1. Плотность распределения дырочного  $g$ -фактора. Средний  $g$ -фактор  $\bar{g} = 1$ .

Если деформация неоднородно распределена по плоскости наноструктуры, то поперечный  $g$ -фактор дырки является локальной величиной, и в этом случае формула (1) неприменима для описания эффекта Ханле [14]. Итак, поперечный  $g$ -фактор в рассматриваемом ансамбле дырочных состояний является случайной величиной. Статистические свойства этого ансамбля неизвестны и, вообще говоря, определяются морфологией роста наноструктуры. Если ориентироваться на равновероятное распределение вектора случайной деформации по направлениям в плоскости слоя (этому соответствует гауссово распределение декартовых компонент вектора), то следует усреднить (1) с использованием распределения [3]

$$p(g) = \frac{\pi}{2\bar{g}^2} g \exp\left(-\frac{\pi}{4\bar{g}^2} g^2\right), \quad (3)$$

где  $\bar{g}$  — среднее по ансамблю значение  $g$ -фактора (рис. 1). Результат может быть представлен в следующем виде:

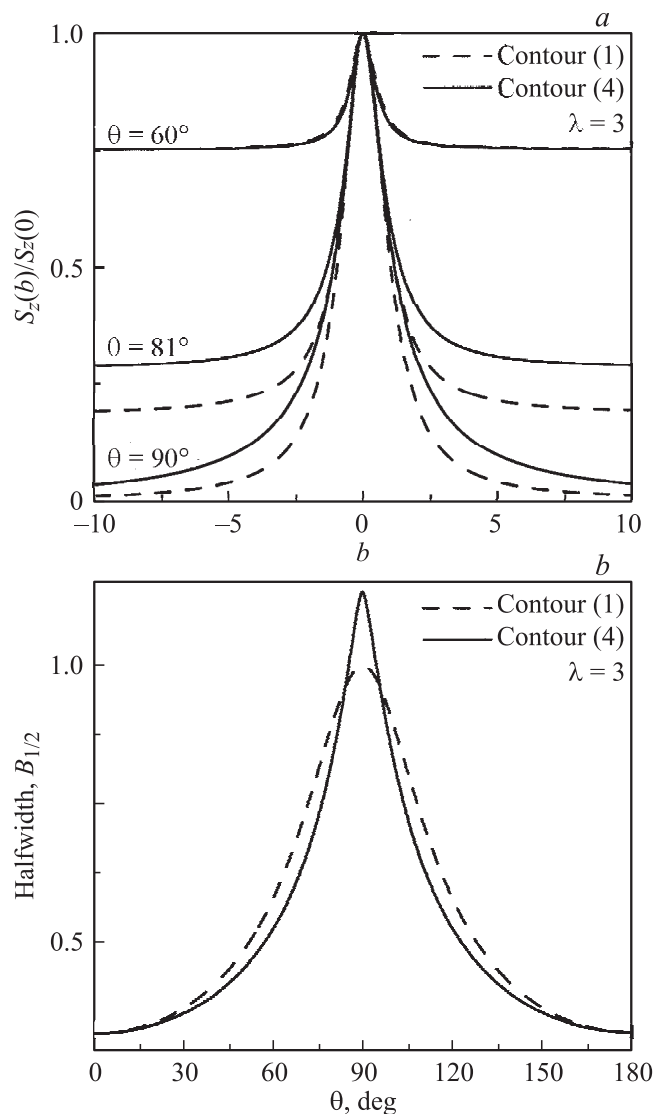
$$S_z(\tilde{b}, \theta) = \frac{T_s}{\tau} S_{z0} A \left( \frac{\tilde{b} \sin \theta}{\sqrt{\frac{\pi}{4} \tilde{\lambda}^2 \tilde{b}^2 \cos^2 \theta + 1}} \right), \quad (4)$$

где  $\tilde{b} = B/B_{\bar{g}}$ ,  $B_{\bar{g}} \equiv \sqrt{\pi} \hbar / 2 \mu_B \bar{g} T_s$ ,  $\tilde{\lambda} \equiv g_0/\bar{g}$  — параметр, характеризующий анизотропию  $g$ -фактора, функция  $A(x) = x^{-2} \exp(x^{-2}) E_1(x^{-2})$  введена в [3]. Видно, что при  $\theta = \pi/2$  формула (4) переходит в уже известное выражение для формы контура дырочного эффекта Ханле [3]

$$S_z(\tilde{b}) = \frac{T_s}{\tau} S_{z0} A(\tilde{b}). \quad (5)$$

Аналогично тому, как это было сделано для (1) в [6], из (4) можно выделить не зависящую от поля часть

$$S_z(\infty, \theta) = \frac{T_s}{\tau} S_{z0} A \left( \frac{\operatorname{tg} \theta}{\frac{\sqrt{\pi}}{2} \tilde{\lambda}} \right). \quad (6)$$



**Рис. 2.** Дырочный эффект Ханле в наклонном поле. Вид конура деполяризации люминесценции при разных углах наклона поля к нормали ( $a$ ) и зависимость его полуширины от того же угла ( $b$ ). Сплошные линии — расчет по формуле (4), штриховые — по формуле (1). Параметр анизотропии дырочного  $g$ -фактора  $\tilde{\lambda} = \lambda = 3$ .

Результаты расчетов для старой и новой моделей проиллюстрированы на рис. 2.

Как в (1), так и в (4) не зависящая от поля часть обращается в нуль при  $\theta = \pi/2$  (рис. 2,  $a$ ). Однако в экспериментах на квантовых точках CdSe/ZnSe в геометрии Фойхта поляризация в сильных полях стремилась к отличной от нуля величине [3,6]. Для объяснения этого факта в [6] было предложено считать главные оси дискообразных квантовых точек (фактически оси квантования углового момента дырок) несколько наклоненными по отношению оси роста структуры. При помощи формулы (1) была сделана оценка среднего угла наклона  $\alpha \approx 15^\circ$  [6]. Пользуясь более уместной в данной

ситуации формулой (4), можно получить  $\alpha \approx 5^\circ$ , что представляется нам более правдоподобным.

### 3. Модель, учитывающая спиновую релаксацию дырок

До сих пор мы полагали, как и в работе [3], что все состояния дырочного ансамбля характеризуются единым временем жизни спина  $T_s$ . По-видимому, нет оснований предполагать иное при  $\tau_s \gg \tau$  (квантовые точки). В этом случае  $T_s$  определяется в основном временем жизни  $\tau$ , а для времени жизни дырки в конкретном состоянии едва ли можно усмотреть корреляцию со степенью анизотропии этого состояния. Иначе может обстоять дело, если условие долгих времен спиновой релаксации нарушается. Дело в том, что спиновую релаксацию частиц всегда можно представить как результат действия на спин некоторых случайных эффективных магнитных полей, характеризующихся теми или иными величиной и временем корреляции [15]. Поскольку энергетическое расщепление, вызываемое магнитными полями, пропорционально  $g$ -фактору, можно ожидать корреляции между скоростью спиновой релаксации частицы и локальной величиной  $g$ -фактора. Математически это выразится в изменении характера зависимости  $B_{1/2}$  от  $g$  и скажется при последующем усреднении.

Итак, поскольку время спиновой релаксации обычно обратно пропорционально квадрату величины случайного поля [15], естественно предположить зависимость  $\tau_s(g)$  по закону

$$\tau_s = \frac{1}{\alpha g^2}, \quad (7)$$

где  $\alpha$  — константа.<sup>1</sup>

Наиболее интересно, конечно, узнать результат для эффекта Ханле при коротких временах спиновой релаксации. Однако попытка сразу заменить в формуле (2)  $T_s$  на  $\tau_s$ , воспользоваться формулой (7) и провести усреднение по распределению (3) не приводит к успеху, так как для нулевого внешнего поля поляризация обращается в бесконечность. Очевидно, сделанная замена неправомерна: предполагая зависимость (7), нельзя требовать выполнения соотношения  $\tau_s \ll \tau$  сразу для всего диапазона значений, которые может принимать случайный  $g$ -фактор. Из формы распределения (3) следует, что есть конечная вероятность обнаружить частицу со сколь угодно большим временем спиновой релаксации  $\tau_s$ .

Поэтому при усреднении следует исходить из наиболее общего вида выражения (2) и лишь в дальнейшем можно делать те или иные предположения относительно некоторой характерной для ансамбля величины времени

<sup>1</sup> В действительности  $g$ -фактор выступает в (7) как мера одноосной деформации в плоскости слоя, вызывающей примешивание состояний подзоны легких дырок, способствуя спиновой релаксации „тяжелых“ дырок.

спиновой релаксации. В такой наиболее общей постановке окончательный ответ запишется как

$$S_z(\tilde{b}_\tau) = S_{z0} \varepsilon \times \frac{(x_2 + \varepsilon) \exp(-x_2) E_1(-x_2) - (x_1 + \varepsilon) \exp(-x_1) E_1(-x_1)}{x_2 - x_1}, \quad (8)$$

где

$$x_{1,2} = \frac{\varepsilon}{2} \left( -(2 + \tilde{b}_\tau \varepsilon) \pm |\tilde{b}_\tau| \sqrt{4\varepsilon + \varepsilon^2 \tilde{b}_\tau^2} \right),$$

$\varepsilon \equiv \tilde{\tau}_s/\tau$ ,  $\tilde{\tau}_s = \pi/4\alpha\bar{g}^2$  — характерное время спиновой релаксации, которое определяется средним  $g$ -фактором,  $\tilde{b}_\tau = B/B_\tau$ ,  $B_\tau \equiv \sqrt{\pi}\hbar/2\mu_B\bar{g}\tau$ ,  $E_1(x)$  — функция, для которой справедливо следующее разложение:

$$E_1(x) = -\gamma - \ln(x) + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{x^k}{k!k}, \quad (x > 0)$$

где  $\gamma$  — постоянная Эйлера [16].

Выражение (8) описывает эффект Ханле для ансамбля частиц со стохастическим  $g$ -фактором (распределение (3)). Магнитное поле перпендикулярно спину, время жизни  $\tau$  одинаково для всех частиц, время спиновой релаксации частицы коррелирует с величиной ее  $g$ -фактора в соответствии с (7).

Параметр  $B_\tau$  имеет смысл характерного масштаба полей, на котором спадает поляризация частицы со средним  $g$ -фактором в отсутствие спиновой релаксации. Последняя теперь учитывается в параметре  $\varepsilon$ .

Проверка показывает, что, как и следовало ожидать, при  $\varepsilon \gg 1$  (долгие времена спиновой релаксации) формула (8) переходит в (5), где только нужно положить  $T_s \equiv \tau$ . В этом случае учет спиновой релаксации согласно (7) не сказывается на ответе. Кроме того амплитуда контура (8) дается формулой

$$S_z(0) = S_{z0} A \left( \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right) \quad (9)$$

и, разумеется, имеет конечное значение при любом  $\varepsilon$  из интервала  $[0, +\infty)$ .

Более детальный анализ результата (8) удобно построить на сравнительной основе. Для сравнения сконструируем на базе выражения (2) контур эффекта Ханле для гипотетических частиц с фиксированной величиной  $g$ -фактора, совпадающей с  $\bar{g}$ , и с фиксированным же временем спиновой релаксации, определенным по  $\bar{g}$  согласно (7)

$$S_z(\tilde{b}_\tau) = S_{z0} \frac{\tilde{T}_s}{\tau} \left[ 1 + \tilde{b}_\tau^2 \left( \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\tilde{T}_s}{\tau} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (10)$$

где

$$\frac{\tilde{T}_s}{\tau} \equiv \frac{\frac{4}{\pi} \varepsilon}{1 + \frac{4}{\pi} \varepsilon}$$

введено для более компактной записи функции (10), которая аналогично (8) зависит от  $\tilde{b}_\tau$  и параметра  $\varepsilon$ .

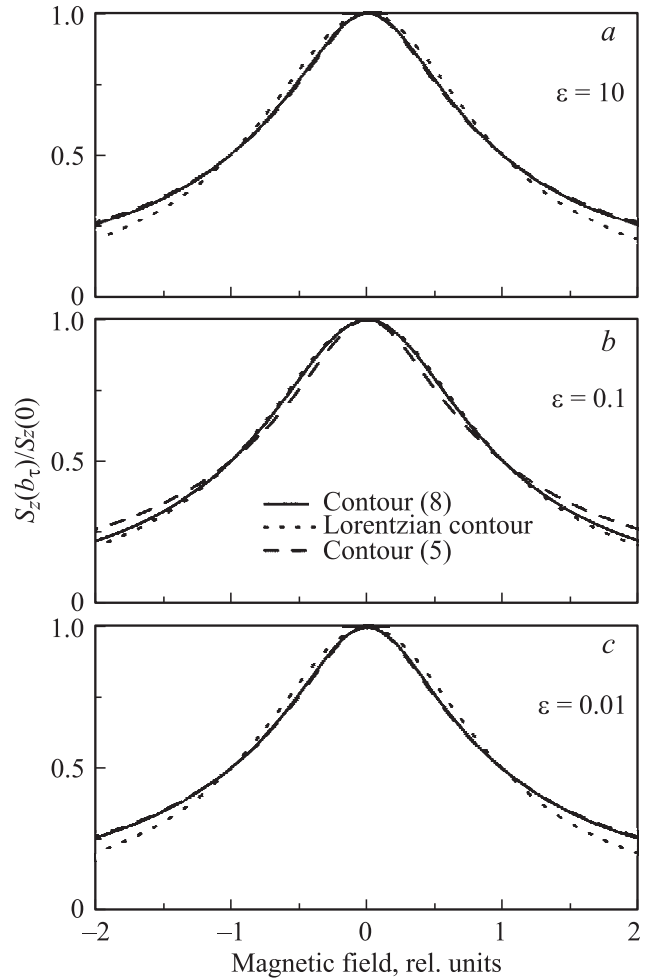
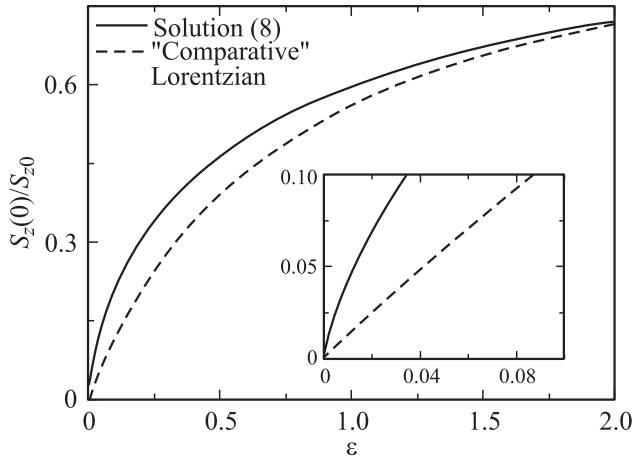


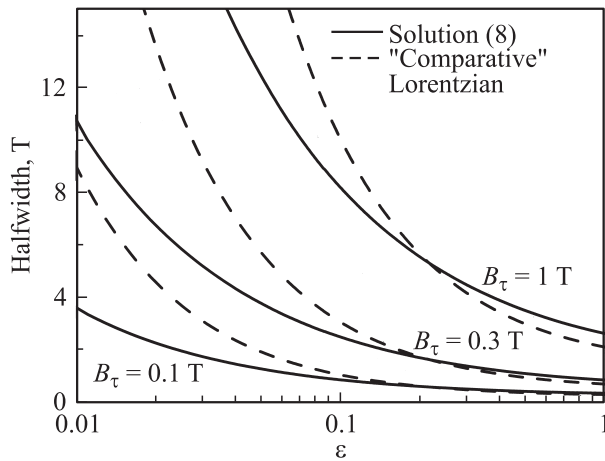
Рис. 3. Сравнение формы контуров при различных соотношениях характерного для системы времени спиновой релаксации и времени жизни ( $\varepsilon = \tilde{\tau}_s/\tau$ ). Штриховая линия — расчет с использованием (5), сплошная — (8), пунктир — (10).

Сопоставление формул (8) и (10) есть сопоставление контуров эффекта Ханле для частиц со случайным и хорошо определенным  $g$ -фактором, так что оно должно выявить роль статистического эффекта в чистом виде. Проанализируем отдельно форму, амплитуду и ширину контуров.

Эволюция формы проиллюстрирована на рис. 3. Контур нормированы по амплитуде и масштабированы по оси абсцисс таким образом, чтобы совместить их на уровне полуширины. На рис. 3, *a* видно, что при больших  $\varepsilon$  контур (8) имеет затянутые крылья по отношению к лоренцевскому контуру. Как было показано ранее, в этом случае его форма описывается функцией  $A$  [3]. При уменьшении  $\varepsilon$  форма (8) начинает приближаться к лоренцевской и при  $\varepsilon$ , лежащих в диапазоне 0.5–0.05, практически является таковой (рис. 3, *b*). При дальнейшем уменьшении  $\varepsilon$  форма контура (8) снова отклоняется от лоренцевской (рис. 3, *c*). Заметим однако, что уменьшение  $\varepsilon$  сопровождается уменьшением амплитуды



**Рис. 4.** Зависимость амплитуды контура деполаризации люминесценции от параметра  $\varepsilon = \tilde{\tau}_s/\tau$ . Сплошная линия — для контура (8), штриховая — для лоренцевского контура (10). На вставке — увеличенный фрагмент зависимости.



**Рис. 5.** Зависимость полуширины контура деполаризации люминесценции от параметра  $\varepsilon = \tau_s/\tau$  для различных значений параметра  $B_\tau$ . Сплошные линии — для контура (8), штриховые — для лоренцевского контура (10).

контура (8), поэтому анализ деталей формы контура при очень малых  $\varepsilon$  едва ли имеет значение.

При малых  $\varepsilon$  контур (8) дает иные амплитуду и полуширину, чем контур (10). Это проиллюстрировано на рис. 4 и 5. Наблюдаемое увеличение амплитуды контура имеет простую физическую интерпретацию. При малых  $\varepsilon$  существенный вклад в амплитуду контура Ханле вносят частицы с маленьким  $g$ -фактором, для которых спиновая релаксация согласно (7) замедлена.

Сужение контура не удастся объяснить при помощи простых соображений аналогично тому, как это сделано для эффекта в амплитуде. Действительно, частицы с маленьким  $g$ -фактором, с одной стороны, взаимодействуют с внешним полем дольше (время взаимодействия порядка  $\tau$ ), но, с другой стороны, поле действует на них

слабее. Частицы с большим  $g$ -фактором дают широкий контур, поскольку их время взаимодействия с полем определяется временем спиновой релаксации, а оно обратно пропорционально квадрату  $g$ -фактора. Поэтому полуширина меньше средней может быть достигнута лишь в сравнительно узком интервале  $g$ -факторов. Заранее не очевидно, что доля таких частиц достаточно велика, чтобы доминировать в суммарном эффекте.

## 4. Заключение

В разделе 2 проведено обобщение теории дырочного эффекта Ханле [3] на случай произвольного направления магнитного поля. Оценка, проведенная на основании полученного результата, дает более правдоподобную величину среднего отклонения главных осей квантовых точек от оси роста структуры. Рассчитанный угол составляет  $\alpha \approx 5^\circ$  вместо полученного в работе [6]  $\alpha \approx 15^\circ$ .

В разделе 3 проанализирована модель, в которой время спиновой релаксации дырки обратно пропорционально квадрату ее  $g$ -фактора. Показано, что когда характерное для дырочного ансамбля время спиновой релаксации мало по сравнению с временем жизни, случайный разброс  $g$ -фактора приводит к заметному сужению контура деполаризации люминесценции и увеличению его амплитуды. Результат может быть актуален для трионов в квантовых ямах (более быстрая спиновая релаксация, чем в квантовых точках), либо для резидентных носителей (долгие времена жизни).

Авторы признательны К.В. Кавокину за ценные замечания.

## Список литературы

- [1] Б.П. Захарченя, Ф. Майер. Оптическая ориентация. Наука, Л. (1989). 489 с.
- [2] E.L. Ivcheko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures. Alpha Science International Ltd. Harrow, U.K. (2005). 427 с.
- [3] S.V. Andreev, B.R. Namozov, A.V. Koudinov, Yu. G. Kusrayev, J.K. Furdyna. Phys. Rev. B **80**, 113 301 (2009); Phys. Rev. B **81**, 119 903 (2010).
- [4] В.К. Калевич, Б.П. Захарченя, О.М. Фёдорова. ФТТ **37**, 283 (1995).
- [5] В.К. Калевич, В.Л. Корнев. Письма в ЖЭТФ **56**, 257 (1992).
- [6] Yu.G. Kusrayev, B.R. Namozov, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. Phys. Rev. B **76**, 153 307 (2007).
- [7] Н.С. Аверкиев, Н.И. Саблина. ФТП **42**, 316 (2008).
- [8] A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, B.P. Zakharchenya, D. Wolverson, J.J. Davies, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. Phys. Rev. B **67**, 115 304 (2003).
- [9] A.V. Koudinov, N.S. Averkiev, Yu.G. Kusrayev, B.R. Namozov, B.P. Zakharchenya, D. Wolverson, J.J. Davies, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. Phys. Rev. B **74**, 195 338 (2006).

- [10] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, I.G. Aksyanov, B.P. Zakhar-chenya, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. Phys. Rev. Lett. **82**, 3176 (1999).
- [11] Y.G. Semenov, S.M. Ryabchenko. Phys. Rev. B **68**, 045 322 (2003).
- [12] A.V. Koudinov, I.A. Akimov, Yu.G. Kusrayev, F. Henneberger. Phys. Rev. B **70**, 241 305 (2004).
- [13] Y. Leger, L. Besombes, L. Maingault, H. Mariette. Phys. Rev. B **76**, 045 331 (2007).
- [14] Yu.G. Kusrayev. Semicond. Sci. Technol. **23**, 114 013 (2008).
- [15] M.I. Dyakonov. Spyn physics in semiconductors. Springer series in solid-state sciences. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2008). 438 с.
- [16] М. Абрамовиц, И. Стиган. Справочник по специальным функциям. Наука, М. (1979). 832 с.