

## Оптическая ориентация ядер в азотосодержащих твердых растворах GaAsN при комнатной температуре

В. К. Калевич<sup>\*+1)</sup>, М. М. Афанасьев<sup>\*+</sup>, А. Ю. Ширяев<sup>\*</sup>, А. Ю. Егоров<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

<sup>+</sup> Лаборатория оптики спина, С.-Петербургский государственный университет, 198504 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10 сентября 2012 г.

Кривые интенсивности и гигантской круговой поляризации краевой люминесценции в продольном магнитном поле, измеренные в азотосодержащих твердых растворах GaAsN при комнатной температуре и циркулярно поляризованной накачке, сдвинуты относительно нуля поля на величину  $B_{\text{эф}}$ . Обнаружено, что величина внутреннего поля  $B_{\text{эф}}$  растет с увеличением интенсивности накачки и выходит на насыщение  $\approx 250$  Гс при больших плотностях возбуждения. Насыщение поля  $B_{\text{эф}}$  с ростом накачки свидетельствует о том, что оно является полем ядер, динамически поляризованных при сверхтонком взаимодействии с оптически ориентированными глубокими парамагнитными центрами, а не полем обменного взаимодействия, создаваемым на центре поляризованными по спину фотовозбужденными электронами проводимости. Короткое время поляризации ядер электронами ( $< 15$  мкс), измеренное при модуляции круговой поляризации возбуждающего света с высокой частотой, указывает на малое количество ядер, испытывающих сверхтонкое взаимодействие с локализованным на центре электроном.

В последние годы спиновые свойства азотосодержащих твердых растворов Ga(In)AsN вызывают повышенный интерес в связи с тем, что в них при комнатной температуре наблюдается аномально большая (до 90%) спиновая поляризация свободных электронов, которая сохраняется длительное время в условиях оптической накачки (см. обзор [1] и приведенные в нем ссылки).

Недавно нами было обнаружено [2], что степень круговой поляризации  $\rho$  и интенсивность  $J$  краевой фотолюминесценции (ФЛ), возбуждаемой циркулярно поляризованным светом в кристаллах  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  ( $x \sim 1\%$ ) при комнатной температуре, существенно увеличиваются в продольном магнитном поле  $B \sim 1$  кГс (в качестве примера см. рис. 1). Это увеличение зависит от интенсивности накачки и может достигать двух раз при слабых и умеренных накачках. В качестве причины такого роста  $\rho$  и  $J$  в [2] рассматривалось подавление в продольном магнитном поле спиновой релаксации глубоких парамагнитных центров. Такие центры возникают в процессе роста при введении атомов азота в арсенид галлия и создают доминирующий канал рекомбинации свободных носителей. Эта рекомбинация является спин-зависимой, поскольку ее скорость контролируется поляризацией спинов электронов, локализованных на центрах. Иными словами, парамагнитные центры действуют как спиновый фильтр, блокируя захват из зоны про-

водимости электронов с преимущественной ориентацией спинов. Поэтому увеличение времени спиновой релаксации центров в магнитном поле приводит к сильному увеличению их поляризации  $P_c$ . Это, в свою очередь, сопровождается увеличением спиновой поляризации  $P$  свободных электронов, а также их концентрации. Первое проявляется в увеличении  $\rho$  (так как  $\rho \propto P$ ), а второе – в росте  $J$ . В [2] мы предположили, что спиновая релаксация глубоких центров в GaAsN в нулевом магнитном поле вызвана хаотическими магнитными полями, которые созданы спиновыми флуктуациями ядер, расположенных в окрестности парамагнитного центра и связанных с центром сверхтонким взаимодействием [3, 4].

Также в [2] обнаружено, что экспериментальные зависимости  $J(B)$  и  $\rho(B)$  смещены относительно нуля поля на величину  $|B_{\text{эф}}| \sim 100$  Гс, причем направление смещения меняется на противоположное при изменении знака циркулярной поляризации возбуждающего света (см. рис. 1). В качестве возможной причины возникновения такого смещения в [2] указано стационарное поле Оверхаузера  $B_N$ , которое действует на локализованный электрон со стороны оптически ориентированных ядер кристаллической решетки, расположенных вблизи центра. Поле  $B_N \propto \langle I \rangle$  [3, 5, 6], где  $\langle I \rangle$  – средний ядерный спин, и направлено вдоль внешнего поля  $B$  (вдоль возбуждающего луча). Поэтому, складываясь с внешним полем или вычитаясь из него, поле  $B_N$  приводит к сдвигу кривых  $J(B)$  и  $\rho(B)$ . Так как поляризация ядер про-

<sup>1)</sup> e-mail: kalevich@solid.ioffe.ru

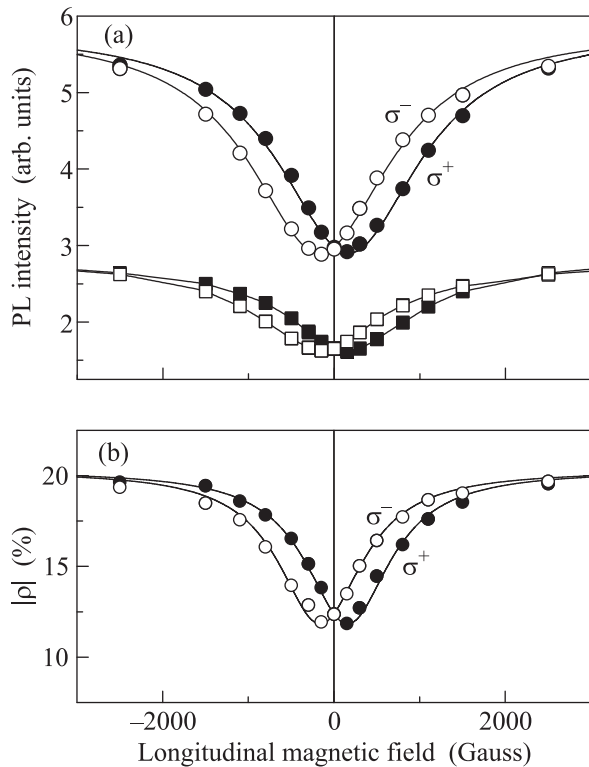


Рис. 1. Интенсивность ФЛ (а) и степень циркулярной поляризации ФЛ (б) как функции продольного магнитного поля, измеренные при комнатной температуре в  $\text{GaAs}_{0.979}\text{N}_{0.021}$  при возбуждении поляризованным по правому кругу ( $\sigma^+$ , заполненные кружки) и левому кругу ( $\sigma^-$ , пустые кружки) светом с интенсивностью  $W = 30$  мВт. Заполненные и пустые квадраты на рис.1а показывают магнитопольные зависимости интенсивности ФЛ, зарегистрированные при изменении знака круговой поляризации возбуждения с частотой 35 кГц (см. текст). Энергия возбуждения  $h\nu_{\text{exc}} = 1.393$  эВ (возбуждение ниже барьера из GaAs). Энергия детектирования  $h\nu_{\text{det}} = 1.159$  эВ (детектирование вблизи максимума линии ФЛ)

порциональна поляризации электронов, смена знака поляризации накачки приводит к изменению направления поля  $B_N$  и, соответственно, к изменению направления сдвига кривых  $\rho(B)$  и  $J(B)$ . Вместе с тем сдвиг кривых  $\rho(B)$  и  $J(B)$  также может быть вызван и обменным взаимодействием поляризованного парамагнитного центра с другими парамагнитными центрами или с поляризованными по спине свободными электронами в зоне проводимости. Действительно, каждое из этих обменных взаимодействий создает на центре эффективное магнитное поле  $B_{\text{ex}}$ , которое пропорционально полному спину локализованных или свободных электронов [7, 8] и потому должно изменять направление при смене знака круговой поля-

ризации возбуждения. Обменным взаимодействием между глубокими центрами в исследованных кристаллах GaAsN можно пренебречь в силу небольшой концентрации центров ( $N_c \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [1]) и, соответственно, малого перекрытия их волновых функций [7, 8]. Пренебречь обменным взаимодействием с электронами проводимости заранее нельзя, поскольку константа обменного взаимодействия в GaAsN неизвестна.

Данные по прямому экспериментальному измерению этой константы в GaAsN нам не известны. Теоретическая величина обменного интеграла сильно зависит от радиуса локализации электрона и структуры волновой функции глубокого центра, которые также в точности не известны. Предполагая, что основное состояние глубокого центра расположено в середине запрещенной зоны (энергия связи  $\epsilon_c \gtrsim 0.5$  эВ), можно получить оценку  $B_{\text{ex}} \lesssim 10$  Гс. С уменьшением энергии связи величина поля  $B_{\text{ex}}$  возрастает. Поэтому не зная точно величину  $\epsilon_c$ , нельзя априори отвергнуть вклад обменного взаимодействия.<sup>2)</sup>

Для экспериментального наблюдения поля  $B_{\text{eff}}$  необходимо использовать сильную ( $\sim 50$  мВт) накачку, при которой поляризация свободных электронов близка к 100% [1], а их концентрация, согласно нашей оценке, составляет значительную величину ( $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), что может привести к большой величине обменного поля.

В данной работе представлен эксперимент, однозначно свидетельствующий о ядерной природе поля  $B_{\text{eff}}$ . На качественном уровне различить поле ядер  $B_N$  и поле обменного взаимодействия со свободными электронами  $B_{\text{ex}}$  можно по их зависимости от интенсивности накачки. Действительно, сверхтонкое контактное ( $A s_c \cdot \mathbf{I}$ ) и обменное ( $Q s_c \cdot \mathbf{s}$ ) взаимодействия создают действующие на спин  $s_c$  локализованного на центре электрона поля  $B_N \propto \langle \mathbf{I} \rangle \propto P_c$  и  $B_{\text{ex}} \propto S = Pn/2$  [7]. Здесь  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{s}$  – спины ядра и свободного электрона,  $A$  и  $Q$  – константы сверхтонкого и обменного взаимодействий,  $S$  – полный спин свободных электронов,  $P_c$  и  $P$  – поляризация локализованных и свободных электронов соответственно. При достаточно большой интенсивности накачки  $W$  (в нашем случае при  $W \gtrsim 75$  мВт) эффект спинового фильтра в GaAsN приводит к практически полной поляризации как локализованных ( $P_c \simeq 1$ ), так и свободных ( $P \simeq 1$ ) электронов [1]. При дальнейшем увеличении накачки поле  $B_N$  не должно изменяться, а поле  $B_{\text{ex}}$  должно линейно расти с увеличени-

<sup>2)</sup> Авторы благодарны К.В. Кавокину, оценившему величину поля  $B_{\text{ex}}$ .

ем интенсивности возбуждения, поскольку  $n \propto W$ :  $B_N = \text{const}(W)$ ,  $B_{ex} \propto W$ . Это служит главным критерием разделения ядерного и обменного полей.

Мы исследовали нелегированный твердый раствор GaAsN с содержанием азота 2.1%, выращенный в виде пленки толщиной 0.1 мкм на полуизолирующей подложке из GaAs [9]. Поляризация свободных электронов  $P$  создавалась при межзонном поглощении циркулярно поляризованного света [5, 6]. Измерялись интенсивность  $J$  и степень круговой поляризации краевой ФЛ  $\rho = P'P$ , где численный множитель  $P' \leq 1$  [5, 6]. Степень  $\rho$  определена как  $\rho = (J^+ - J^-)/J$ , где  $J^+$  и  $J^-$  – компоненты ФЛ, поляризованные по правому ( $\sigma^+$ ) и левому ( $\sigma^-$ ) кругу,  $J = J^+ + J^-$ . Непрерывный перестраиваемый титансапфировый лазер был использован для возбуждения ФЛ, которая регистрировалась с помощью фотоумножителя с InGaAsP фотокатодом. Величины  $\rho$  и  $J$  были измерены с помощью высокочувствительного анализатора поляризации [10], включающего фотоупругий модулятор поляризации [11] и синхронизованный с ним двухканальный счетчик фотонов. Измерения выполнялись при 300 К при нормальном падении лазерного луча на образец и регистрации ФЛ в обратном направлении. Магнитное поле было направлено вдоль возбуждающего луча (геометрия Фарадея).

Величина поля  $|B_{\text{eff}}|$  определялась путем подгонки экспериментальных зависимостей  $J(B)$  и  $\rho(B)$  лоренцианами вида  $y(B) = y_{\text{max}} + (y_{\text{min}} - y_{\text{max}})/[1 + (B - B_{\text{eff}})^2/B_{1/2}^2]$  (сплошные кривые на рис. 1), где  $y_{\text{min}} = y(B = B_{\text{eff}})$ ,  $y_{\text{max}} = y(B \rightarrow \infty)$  и  $B_{1/2}$  – полуширина кривой на полувысоте. На рис. 2 приведены за-

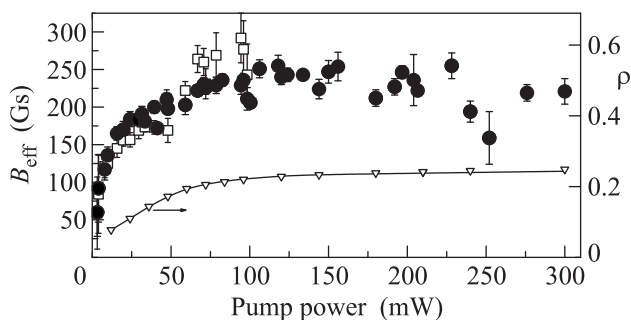


Рис. 2. Сдвиги кривых  $J(B)$  (заполненные кружки) и  $\rho(B)$  (пустые квадраты) в зависимости от интенсивности поляризованной по правому кругу накачки, измеренные в GaAs<sub>0.979</sub>N<sub>0.021</sub> при комнатной температуре. Треугольники показывают зависимость  $\rho(W)$ , измеренную при  $B = 0$ . Сплошная линия проведена для наглядности. Энергии  $h\nu_{\text{exc}} = 1.393$  эВ,  $h\nu_{\text{det}} = 1.159$  эВ

висимости  $B_{\text{eff}}(W)$ , полученные в результате подгонки кривых  $J(B)$  (заполненные кружки) и  $\rho(B)$  (пус-

тые квадраты), измеренных в GaAs<sub>0.979</sub>N<sub>0.021</sub> при изменении интенсивности поляризованного по правому кругу ( $\sigma^+$ ) возбуждения от 3 до 300 мВт. Видно, что  $B_{\text{eff}}$  стремится к нулю при уменьшении  $W$ . Это является результатом уменьшения эффективности спинзависимой рекомбинации при слабой накачке и, как следствие, стремления к нулю поляризации локализованных электронов  $P_c$  [1]. С увеличением накачки поле  $B_{\text{eff}}$  увеличивается и выходит на насыщение при  $W \approx 75$  мВт. При этой же интенсивности возбуждения насыщается зависимость  $\rho(W)$  (треугольники на рис. 2), измеренная при  $B = 0$ . Это говорит о практически полной поляризации локализованных электронов ( $P_c \simeq 1$  [1]) при  $W \gtrsim 75$  мВт. Поэтому насыщение поля  $B_{\text{eff}}$  при  $W \gtrsim 75$  мВт позволяет сделать однозначный вывод о том, что доминирующая роль в формировании поля  $B_{\text{eff}}$  принадлежит ядерной поляризации.

Важным параметром ядерной спиновой системы является время ее поляризации оптически ориентированными электронами  $T_{1e}$ . Как правило, процесс оптической ориентации ядер при межзонной накачке в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах является медленным: в зависимости от концентрации легирующей примеси и температуры кристалла время продольной ядерной релаксации может составлять минуты и часы [12]. Инерционность ядерной спиновой системы часто используют для того, чтобы стереть ее поляризацию. Для этой цели знак круговой поляризации возбуждающего света изменяют с высокой частотой. В таком случае поляризация ядер не успевает следовать за быстрой сменой поляризации электронов и ядерное поле  $B_N$  обнуляется [5, 6]. Мы изменяли знак круговой поляризации возбуждающего света с частотой 35 кГц, пропуская линейно поляризованный лазерный луч через фотоупругий модулятор поляризации [11], работающий на этой частоте. Двухканальная схема счета фотонов [10], синхронизованная с модулятором поляризации, позволяла отдельно измерять интенсивность ФЛ в смежные ( $\sigma^+$  или  $\sigma^-$ ) полупериоды изменения поляризации, открывая каждый из каналов на одинаковое время  $0.4T^*$ , где  $T^*$  – период колебаний модулятора.

Влияние модуляции поляризации накачки на величину поля  $B_{\text{eff}}$  наиболее просто проследить, измеряя магнитополевою зависимость интенсивности люминесценции  $J(B)$ . При этом не используются никакие поляризационные элементы, кроме модулятора поляризации, установленного в канале возбуждения (в канале регистрации нет четвертьволновой фазовой пластинки и линейного поляризатора света, требующихся для измерения  $\rho$ ). На рис. 1а при-

ведены зависимости интенсивности люминесценции  $J^+(B)$  (сплошные квадраты) и  $J^-(B)$  (пустые квадраты), накопленные, соответственно, в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -полупериоды модуляции при  $W = 30$  мВт. Видно, что эти зависимости сдвинуты относительно оси ординат в противоположные стороны на одинаковую величину  $\approx 165$  Гс. Эта величина в пределах погрешности измерения совпадает с величиной сдвига  $\approx 175$  Гс, измеренной при постоянной круговой поляризации накачки такой же интенсивности (см. рис. 2). Таким образом, изменение знака круговой поляризации накачки с полупериодом 15 мкс не сопровождается подавлением ядерной поляризации. Это означает, что время спиновой релаксации ядер на электронах  $T_{1e} < 15$  мкс. Короткое время  $T_{1e}$  свидетельствует о сильной локализации волновой функции электрона на центре и, как следствие, о малом количестве ядер, испытывающих сверхтонкое взаимодействие с локализованным электроном [5, 12].

Размер области локализации электрона можно оценить по порядку величины исходя из предположения о том, что локализованные электроны теряют поляризацию за счет релаксации на хаотических флуктуациях ядерного поля и величина  $B_f$  этих флуктуаций задает полуширину  $B_{1/2}$  кривых  $J(B)$  и  $\rho(B)$ :  $B_f \sim B_{1/2}$ . Характерная величина флуктуации ядерного поля  $B_f \approx (B_{N\max}/N)\sqrt{N} = B_{N\max}/\sqrt{N}$ , где  $N$  – число ядер в области локализации,  $B_{N\max} \propto A/(g_c\mu_0)$  – поле полностью поляризованных ядер, действующее на спин локализованного электрона с  $g$ -фактором  $g_c$ ,  $\mu_0$  – магнетон Бора,  $B_{N\max}/N$  – поле от одного ядра,  $A \approx 100$  мкэВ в GaAs [5]. Величина  $B_{N\max}$  не зависит от размера области локализации [5]. Взяв значение  $B_{N\max} \approx 53$  кГс, вычисленное для GaAs [13] (см. также [5, 6]), где  $|g_c| = 0.44$ , и учитывая, что в GaAsN  $g_c = 2$  [14], получим для GaAsN значение  $B_{N\max} \approx 12$  кГс. Используя типичное экспериментальное значение  $B_{1/2} \approx 1000$  Гс (см. рис. 1), получим, что  $N \approx (B_{N\max}/B_f)^2 \sim 100$  ядер создает поле  $B_f$  такой величины в GaAsN. С другой стороны,  $N \sim 2V/v_0$ , где  $V$  – объем локализации электрона,  $v_0$  – объем элементарной ячейки. Полагая  $V \approx 4a_0^3$ , где  $a_0$  – боровский радиус электрона, находим  $a_0 \sim 7$  Å.

Столь малый объем локализации электрона и, соответственно, малое количество ядер делают необходимым рассмотрение альтернативного объяснения приведенных выше экспериментальных результатов. Оно использует предельный случай сверхтонкого взаимодействия локализованного на центре электрона только с одним ядром – ядром центра. Гамильтониан такого взаимодействия при отличном от нуля внеш-

нем магнитном поле  $\mathbf{B}$  имеет вид [7]  $As_c\mathbf{I} + g_c\mu_0\mathbf{B}s_c$  (зеemanовская энергия ядра считается пренебрежимо малой по сравнению с энергией его сверхтонкого взаимодействия с электроном). Для данного случая теория оптической ориентации электронов и ядер в полупроводнике была развита Дьяконовым и Перелем [15]. В ее основе лежит частичное разрушение оптической ориентации локализованных электронов в нулевом магнитном поле за счет смешивания собственных состояний системы один электрон–одно ядро. Энергия этих состояний при  $B = 0$  определяется суммарным спином электрона и ядра  $M = 1/2 + I$ , где  $I$  – спин ядра. Для нечетного  $I$  она принимает два значения, разделенных интервалом  $\delta \sim A$  ( $\delta = AM$  [7]; так,  $\delta = A$  и  $2A$  для  $I = 1/2$  и  $3/2$  соответственно). Разрушение ориентации электронов происходит эффективно, если характерное время смешивания  $\tau^* = \hbar/\delta$  много меньше времени жизни локализованных электронов  $\tau_c$ . При  $A \approx 100$  мкэВ имеем  $\tau^* \sim 1$  пс. В GaAsN время  $\tau_c$  резко уменьшается с увеличением интенсивности возбуждения [1], но, согласно нашей оценке, превышает 50 пс даже при максимальной мощности накачки  $W = 300$  мВт. Это означает, что  $\tau^* \ll \tau_c$  и смешивание состояний, а также потеря электронной спиновой поляризации могут эффективно проходить в GaAsN при всех использованных нами интенсивностях возбуждения. Если  $\langle S_0 \rangle$  – средний спин электронов в момент их захвата на центр, то при  $\tau^* \ll \tau_c$  электронный спин уменьшается до величины  $\langle S_0 \rangle/2$ ,  $3\langle S_0 \rangle/8$  и  $\langle S_0 \rangle/3$  для  $I = 1/2$ ,  $3/2$  и  $I \gg 1$  соответственно [15].

Смешивание состояний замедляется при включении продольного магнитного поля, которое разрывает сверхтонкое взаимодействие и тем самым восстанавливает поляризацию электронов [15, 16]. В этом случае полуширина  $B_{1/2}$  нарастания кривых  $J(B)$  и  $\rho(B)$  определяет порядок величины внешнего магнитного поля, при котором зеemanовская энергия электрона сравнивается с энергией сверхтонкого взаимодействия:  $g_c\mu_0 B_{1/2} \sim \delta$ . Величина  $\delta$ , оцененная из полуширины  $B_{1/2} \sim 1000$  Гс экспериментальных кривых  $J(B)$  на рис. 1а, составляет 10 мкэВ.

Глубоким парамагнитным центром, отвечающим за спин-зависимую рекомбинацию в GaAsN, является междоузельный дефект смещения  $\text{Ga}^{2+}$  [14], ядро которого представлено двумя изотопами,  $^{69}\text{Ga}$  и  $^{71}\text{Ga}$ , со спином  $I = 3/2$  каждый. Анализ спектров ЭПР этого центра выявил, что до 20% электрона локализовано на ядре центра [14]. Такой плотности электрона на ядре соответствует энергия сверхтонкого взаимодействия  $\approx 10$  мкэВ (мы учитываем, что константы сверхтонкого взаимодействия для изото-

пов галлия равны  $A_{60\text{Ga}} \approx 38$  мкэВ и  $A_{71\text{Ga}} \approx 49$  мкэВ [13]), что по порядку величины совпадает со значением  $\delta$ , оцененным выше из полуширины  $B_{1/2}$  кривой  $J(B)$ . Это означает, что сверхтонкое взаимодействие электрона с одним ядром позволяет на качественном уровне описать рост экспериментальных зависимостей  $J(B)$  и  $\rho(B)$ .

Теория Дьяконова и Переля [15] также предсказывает, что распад оптической ориентации электронов в нулевом поле за счет смешивания состояний сопровождается появлением стационарной поляризации спинов ядер ансамбля центров. В простейшем случае  $I = 1/2$  и  $\tau_c/\tau^* \gg 1$  средний ядерный спин  $\langle I \rangle = \langle S_0 \rangle \nu_{1e} / (\nu_{1e} + \nu_1)$  [15], где  $\nu_{1e} = f/2$  – скорость распада ориентации ядер за счет сверхтонкого взаимодействия с захваченными неориентированными электронами,  $\nu_1$  – темновая скорость ядерной релаксации,  $f$  – число электронов, захватываемых на центр в единицу времени. Поскольку частота захватов  $f$  и, следовательно,  $\nu_{1e}$  пропорциональны интенсивности света  $W$ ,  $\langle I \rangle$  линейно растет при малых интенсивностях и насыщается на уровне  $\langle S_0 \rangle$  при сильном освещении, когда  $\nu_{1e} \gg \nu_1$ .

Так как появление стационарной ядерной поляризации вызвано смешиванием состояний, подавление смешивания в продольном магнитном поле  $B$  уменьшает значение  $\langle I \rangle$  [15]. Этому соответствует уменьшение скорости релаксации  $\nu_{1e}$ , которая согласно [15] для  $I = 1/2$  и  $\tau_c/\tau^* \gg 1$  имеет вид  $\nu_{1e} = (f/2)/[1 + (g_c \mu_0 B/A)^2]$ . В частности это означает, что в продольном поле для достижения такой же поляризации ядер, что и при  $B = 0$ , требуется бóльшая интенсивность возбуждения. Выражение для  $\langle I \rangle$  при  $I > 1/2$  в литературе отсутствует.

В [15] сделан вывод о том, что при учете только ядра центра ( $N = 1$ ) ядерная поляризация может вызвать асимметрию зависимости электронной поляризации от продольного магнитного поля. Однако в явном виде такая зависимость не представлена. В случае большого количества ядер в области локализации ( $N \gg 1$ ) влияние стационарной поляризации ядер на ориентацию электронов проявляется через эффективное магнитное поле ядер  $B_N$ , которое складывается с внешним полем  $B$  [3] (см. также [5, 6]). При  $N = 1$  для  $\langle I \rangle \neq 0$  также существует усредненное по проекциям ядерного спина электронное спиновое расщепление, которое можно интерпретировать как действие среднего ядерного поля  $B_N \propto \langle I \rangle$ . Как и при  $N \gg 1$ , поле  $B_N$  ослабляет или усиливает действие внешнего магнитного поля на электронный спин и, как следствие, сдвигает кривые  $J(B)$  и  $\rho(B)$  относительно нуля поля. Выше отмечалось, что при

$N = 1$  в поле  $B = 0$  ядерная поляризация  $\langle I \rangle$  линейно увеличивается с ростом накачки при слабой накачке и насыщается при большой накачке. Поэтому величина сдвига также должна выходить на насыщение при больших  $W$ . Таким образом, модель сверхтонкого взаимодействия с ядром центра может объяснить не только возрастание, но и сдвиг зависимостей  $J(B)$  и  $\rho(B)$ , обнаруженные нами в GaAsN.

Для выяснения соотношения вкладов ядра центра и ближайших к нему ядер кристаллической решетки в оптическую ориентацию локализованного электрона и ее асимметрию в продольном поле в GaAsN необходимо дополнительное исследование. Наблюдение запрещенных электронных магнитных переходов в слабых магнитных полях ( $B < B_{1/2}$ ), т.е. в полях порядка нескольких сотен или десятков Гс, например с помощью электрически [17] или оптически [18] детектируемого ЭПР, могло бы дать прямое подтверждение эффекта смешивания.

В случае  $N = 1$  ядерная поляризация, максимальная в нулевом поле, разрушается при  $B \gg B_{1/2}$  [15], тогда как при  $N \gg 1$  ядерная поляризация, наоборот, максимальна в сильном магнитном поле [3, 5, 6]. Измерение величины  $\langle I \rangle$  в слабом и сильном поле  $B$  также могло бы дать аргументы в пользу выбора того или иного сценария.

Начальная поляризация электронов  $\langle S_0 \rangle$  в обеих моделях оптической ориентации, представленных в [3] и [15], определяется только правилами отбора при межзонном поглощении. В GaAsN поляризация захваченного на центр электрона радикально изменяется за счет спин-зависимой рекомбинации [1]. Поэтому для количественного описания экспериментальных результатов, полученных нами для GaAsN, модель оптической ориентации электронов при наличии спин-зависимой рекомбинации через глубокий парамагнитный центр [1] необходимо модифицировать путем учета сверхтонкого взаимодействия локализованного электрона как с ядром центра, так и с флуктуациями поля ядер, расположенных в окрестности центра.

Авторы благодарны Е.Л.Ивченко, а также К.В.Кавокину и Л.С.Власенко за многочисленные плодотворные обсуждения, М.С.Базлову за помощь в обработке экспериментальных результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программ Российской академии наук.

- 
1. E. L. Ivchenko, V. K. Kalevich, A. Yu. Shiryaev et al., J. Phys.: Condens. Matter **22**, 465804 (2010).

2. V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev, A. Yu. Shiryayev et al., *Phys. Rev. B* **85**, 035205 (2012).
3. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, *ЖЭТФ* **65**, 362 (1973).
4. I. A. Merkulov, Al. L. Efros, and M. Rosen, *Phys. Rev. B* **65**, 205309 (2002).
5. *Optical orientation* (ed. by F. Meier and B. Zakharchenya), North-Holland, Amsterdam, 1984.
6. *Spin Physics in Semiconductors* (ed. by M. I. Dyakonov), Springer Series in Solid-State Science, Springer, Berlin, 2008, v. 157.
7. A. Abragam and B. Bliney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon, Oxford, 1970.
8. K. V. Kavokin, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114009 (2008).
9. A. Yu. Egorov, V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev et al., *J. Appl. Phys.* **98**, 013539 (2005).
10. В. Д. Кульков, В. К. Калевич, *ПТЭ* **5**, 196 (1980).
11. S. N. Jasperson and S. F. Schnatterly, *Rev. Sci. Instrum.* **40**, 761 (1969).
12. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, М.: ИЛ, 1963.
13. D. Paget, G. Lampel, B. Saproval et al., *Phys. Rev. B* **15**, 5780 (1977).
14. X. J. Wang, I. A. Buyanova, F. Zhao et al., *Nature Materials* **8**, 198 (2009).
15. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, *ЖЭТФ* **63**, 1883 (1972).
16. Е. Л. Ивченко, Е. В. Максимов, В. Н. Медведев, *Оптика и спектроскопия* **47**, 1096 (1979).
17. H. Morishita, L. S. Vlasenko, H. Tanaka et al., *Phys. Rev. B* **80**, 205206 (2009).
18. W. F. Koehl, B. V. Buckley, F. J. Heremans et al., *Nature* **479**, 84 (2011).