Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 12, с. 813 – 819 © 2020 г. 25 декабря

Высокотемпературные спиновые манипуляции на центрах окраски в ромбическом политипе карбида кремния 21R-SiC

А. Н. Анисимов[1)], *Р. А. Бабунц, И. Д. Бреев, В. А. Солтамов, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2020 г.
После переработки 10 ноября 2020 г.
Принята к публикации 11 ноября 2020 г.

В ромбическом политипе карбида кремния 21R-SiC, рассматриваемом в качестве естественной сверхрешетки, обнаружено семейство центров окраски атомарного масштаба, спиновым состоянием которых можно управлять по оптическому и микроволновому каналам. Наблюдались нуль-фононные линии фотолюминесценции, соответствующие центрам со спином 3/2, отличающихся расщеплениями тонкой структуры в основном и возбужденном состояниях. Продемонстрированы гигантские изменения интенсивности фотолюминесценции в условиях магнитного резонанса и антипересечения спиновых уровней основного и возбужденного состояний, открывающие возможности для применений в магнитометрии, термометрии и квантовых вычислениях.

DOI: 10.31857/S1234567820240052

Оптически активные спиновые центры окраски в карбиде кремния (SiC) в настоящее время рассматриваются в качестве материальной платформы для спинтроники, сенсорики, квантовой обработки информации, разработки гибридных квантовых систем [1–15]. В SiC имеются два семейства спиновых центров со спином $S = 1$ и $S = 3/2$ с уникальными магнитно-оптическими свойствами. В основе возможности спиновых манипуляций лежит природный механизм выстраивания населенностей уровней спиновых центров окраски в SiC под действием оптического возбуждения. Изменение этих населенностей в результате воздействия резонансного микроволнового излучения позволяет осуществить оптическое детектирование магнитного резонанса (ОДМР) по изменению интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) с гигантским увеличением чувствительности, вплоть до возможности регистрировать одиночные спины [10–12]. На интенсивность ФЛ воздействуют также эффекты, связанные со строением системы энергетических уровней в магнитном поле, такие как антипересечение уровней (*level anticrossing* – LAC) в основном и возбужденном состояниях. Отличительной особенностью инфракрасной (ИК) ФЛ центров окраски в SiC является совпадение этого диапазона с полосой прозрачности волоконной оптики и живой материи. SiC является широкозонным полупроводником с развитой технологической базой, который широко используется в высокочастотных, высокотемпературных, мощных и радиационно-стойких электронных устройствах. Существуют около 250 политипов SiC, отличающихся физическими свойствами, при этом, каждый политип состоит на 50 % из атомов углерода и на 50 % из атомов кремния.

Важным направлением спинтроники является построение цепей со спиновыми центрами (кубитами) с фиксированными расщеплениями тонкой и сверхтонкой структуры, позволяющие проводить оптически индуцированные спиновые манипуляции с использованием различных резонансных микроволновых частот. Манипуляции с использованием нуль-фононных линий возможны только при низких температурах, когда эти линии резко сужаются, тогда как резонансные микроволновые частоты применимы при любых температурах, включая комнатные. В предыдущих исследованиях показано (см., например, [12]), что расщепления тонкой структуры чрезвычайно чувствительны к политипному составу и позициям, занимаемым спиновыми центрами в кристаллической решетке. При переходе от больших спиновых ансамблей к малым массивам спинов, включая и одиночные спины, решающую роль начинает играть локальный политип, который может соответствовать как общей политипной структуре кристалла, так и субмикронным (наноразмерным) включениям другого политипа. Важно провести классификацию возможных спиновых центров для наиболее часто встречающихся политипов, при этом ромбические политипы дают повышенное количество неэквивалентных кристаллических позиций. Центры со спином 3/2 имеют

[1)]e-mal: aan0100@gmail.com

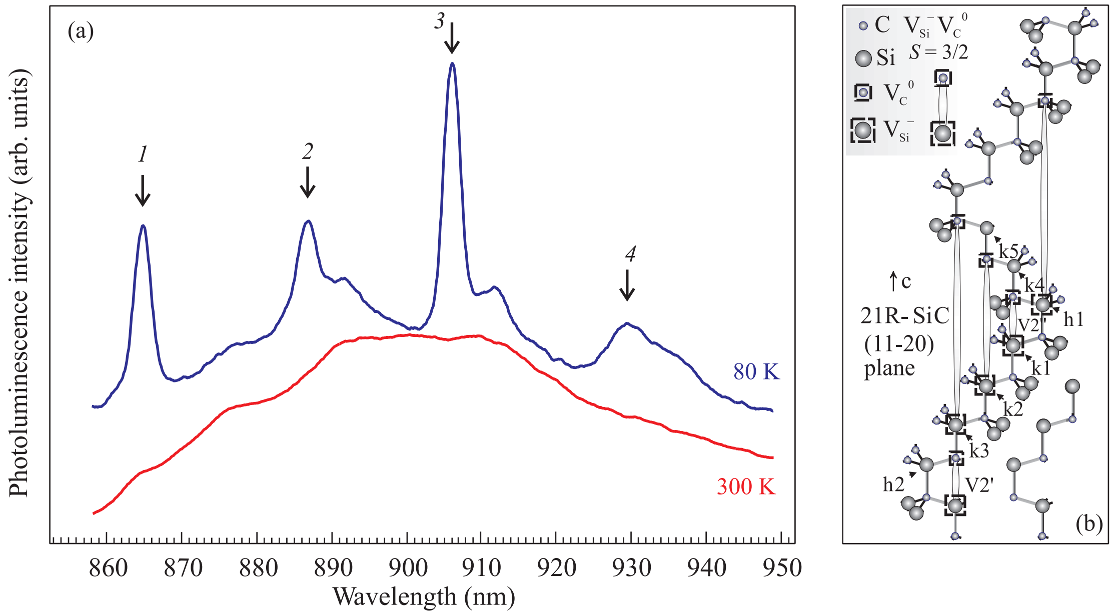

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Спектры ФЛ центров окраски со спином 3/2 в монокристалле 21R-SiC, зарегистрированные при температурах 80 и 300 K, использовалось оптическое возбуждение 532 нм. Указаны длины волн нуль-фононных линий ФЛ (*zero-phonon lines* – ZPLs), обозначенных как *1* – V1, *2* – V2, *3* – V3 и *4* – V4, соответствующих центрам окраски со спином 3/2. (b) – Модель, показывающая возможные конфигурации центров окраски со спином 3/2 в решетке ромбического политипа 21R-SiC в плоскости (11-20)

аксиальную симметрию и ориентированы природой вдоль одной и той же оси, а именно, гексагональной оси *c*, что дает большие преимущества, так как резко упрощает их использование в сенсорике и квантовых вычислениях, а также возможные применения в технологических схемах. Особую роль играют короткоживущие возбужденные состояния центров со спином 3/2, которые также выстроены вдоль оси *c*, при этом расщепления тонкой структуры чрезвычайно чувствительны как к политипу, так и к напряжениям в кристалле, а также температуре окружающей среды. В то же время расщепления тонкой структуры спиновых центров в основном состоянии практически не зависят от напряжений и температуры.

Расщепления тонкой структуры спиновых центров дискретны, так как соответствуют определенным политипам и позициям в элементарной ячейке политипа. Таким образом, можно иметь набор кубитов для построения цепей спиновых центров. Ожидается, что перепутывание состояний различных кубитов вследствие их взаимодействия можно также регистрировать с использованием дополнительных частот, соответствующих взаимодействию между центрами. Отметим, что при этом задача упрощается по сравнению, например, с NV дефектами в алмазе [12, 16], так как все спиновые центры с $S = 3/2$ выстроены вдоль одной оси, тогда как в алмазе имеются четыре ориентации NV дефектов. Следует подчеркнуть, что структура дефекта создана природой и она уникальна, как, например, атома или молекулы, тогда как искусственные сверхрешетки невозможно создать полностью идентичными.

В данной работе представлены результаты исследования центров окраски со спином 3/2 в ромбическом политипе 21R-SiC. Центры со спином 3/2 были введены в монокристаллы 21R-SiC с низкой концентрацией азота ($\sim 5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$) путем облучения кристалла электронами с энергией 2 МэВ и потоком $\sim 10^{18}$ см$^{-2}$.

На рисунке 1a показаны спектры ФЛ в монокристалле 21R-SiC, зарегистрированные при температурах 80 и 300 K при оптическом возбуждении 532 нм. Указаны длины волн нуль-фононных линий ФЛ (*zero-phonon lines* – ZPLs), обозначенных как 1-V1, 2-V2, 3-V3 и 4-V4, соответствующих центрам окраски со спином 3/2, ширина линий которых резко уменьшается при понижении температуры. Условная модель, показывающая возможные конфигурации центров окраски со спином 3/2, отличающиеся уникальным механизмом оптического выстраивания населенностей спиновых подуровней в решетке ромбического политипа 21R-SiC в плоскости (11-20), показана на рис. 1b. Предполагается, что центр со спином 3/2 представляет собой отрицательно заряжен-

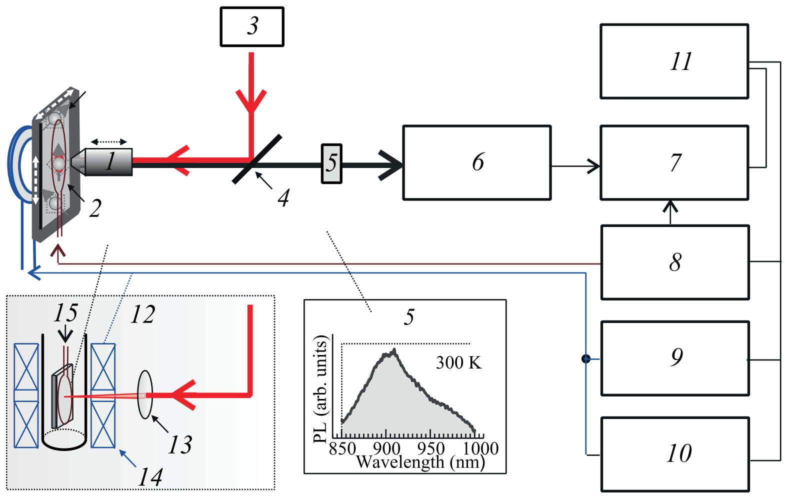

Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки, включающая часть конфокального оптического сканирующего микроскопа, в который входят: *1* – объектив; *2* – сканирующий столик (оснащенный пьезосканером) с исследуемым образцом; *3* – лазер; *4* – расщепитель луча лазера; *5* – фильтр (пропускание которого показано на вставке); *6* – фотодетектор; *7* – синхронный детектор; *8* – генератор СВЧ; *9* – источник постоянного тока и *10* – генератор низкой частоты, питающие электромагнит и создающие постоянное и осциллирующее магнитные поля; *11* – компьютер регистрирующий спектры и управляющий установкой. На нижней вставке показан криомагнитный узел, используемый при низкотемпературных экспериментах, в который входит сам *12* – криостат с магнитом; *13* – собирающая линза; *14* – электромагнит; *15* – цилиндрическая держалка с образцом и РЧ антенной

ную кремниевую вакансию V_{Si}^{-} в парамагнитном состоянии, которая нековалентно связана с нейтральной углеродной вакансией V_C^0 в диамагнитном состоянии, расположенной в соседнем узле вдоль оси симметрии SiC. В политипе 21R-SiC имеется максимальное количество квазикубических и гексагональных позиций в единичной ячейке кристалла по сравнению со всеми политипами SiC, в которых ранее были обнаружены спиновые центры окраски со спинами $S = 1$ и $S = 3/2$. Так, в политипе 21R-SiC, который является естественной сверхрешеткой, имеется по семь неэквивалентных позиций для углерода и кремния (по пять квазикубических k1, k2, k3, k4, k5 и по две гексагональных h1, h2), которые и образуют многочисленные семейства как дивакансий со спином 1, так и центров окраски со спином 3/2 [12]. Таким образом, имеется большой массив спиновых центров окраски с отличающимися расщеплениями тонкой структуры для основных и возбужденных состояний.

В наших экспериментах использовались два режима работы, которые отображены на рис. 2. При регистрации ОДМР и анти-пересечения уровней при комнатной температуре использован комбинированный спектрометр, состоящий из конфокального оптического сканирующего микроскопа СПЕКТРА (NT-MDT SI), в который добавлена опция ОДМР (верхняя схема). При низкотемпературных исследованиях применяется упрощенная оптическая схема, включающая низкотемпературный криостат (нижняя вставка).

На рисунке 3а показаны экспериментальные зависимости сигналов ОДМР различных центров окраски со спином 3/2 в кристалле 21R-SiC от микроволновой частоты при комнатной температуре в различных магнитных полях. Использовалось лазерное возбуждение с длиной $\lambda = 808$ нм. Спектры зарегистрированы по изменению ИК ФЛ спиновых центров путем синхронного детектирования с низкочастотной модуляцией магнитного поля; ориентации постоянного и переменного магнитных полей $B \| c$.

Энергия спиновых уровней вычисляется с помощью спинового гамильтониана с $S = 3/2$:

$$H = g\mu_B \mathbf{S}\cdot\mathbf{B} + D[\mathbf{S}_z^2 - 1/3S(S+1)]. \quad (1)$$

Здесь первое и второе слагаемые описывают зеемановское взаимодействие и расщепление тонкой структуры в аксиальном поле соответственно; $\mathbf{S}$ – оператор спина электрона; g – g-фактор электрона, μ_B – магнетон Бора, D – параметр, характеризующий расщепление тонкой структуры в аксиальном кристаллическом поле. Пунктирные линии на рис. 3а представляют расчетные зависимости положений сигналов ОДМР с использованием спинового гамильтониана (1) для $S = 3/2$ и параметрами, представленными в табл. 1.

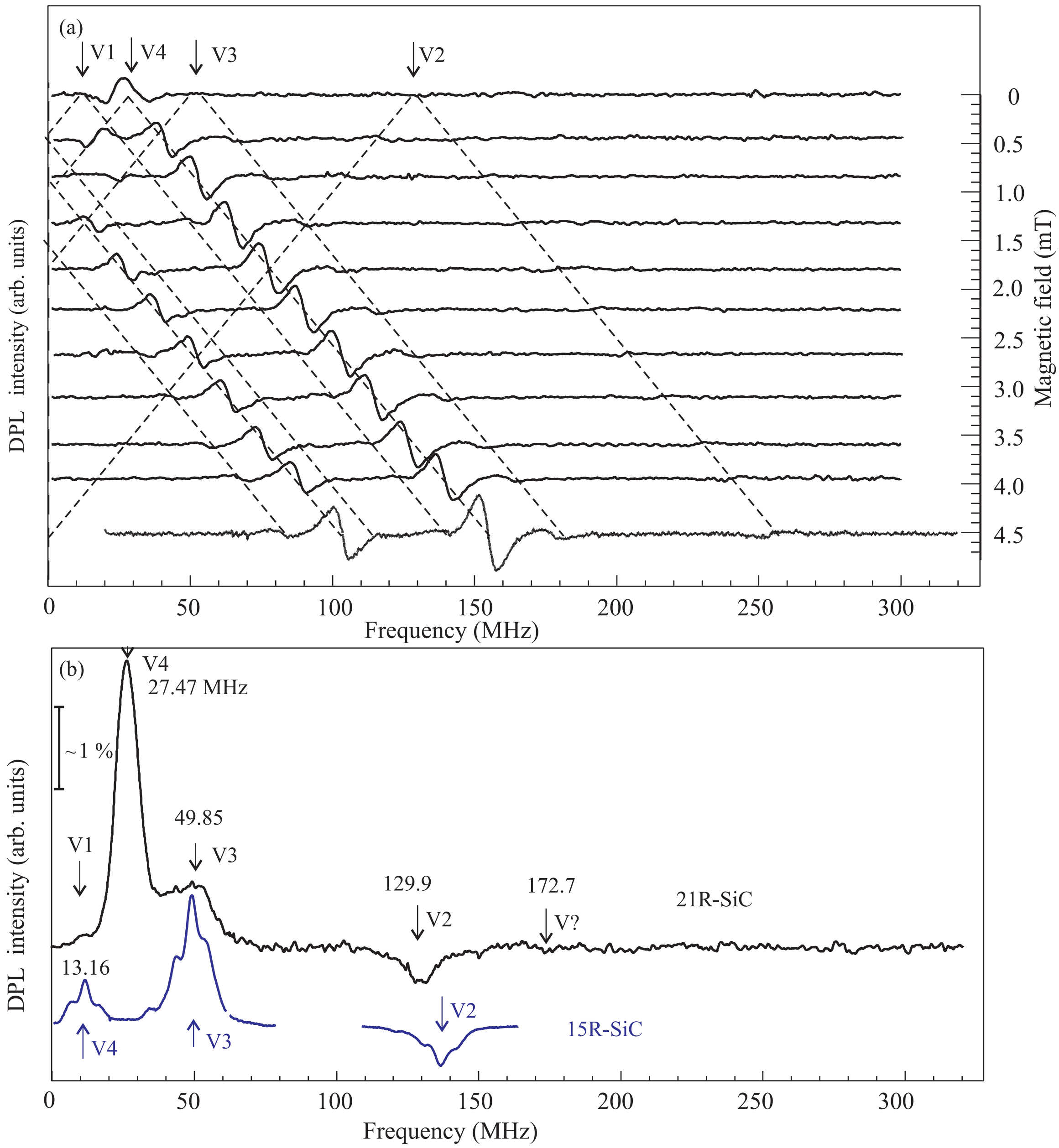

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальная зависимость сигналов ОДМР центров окраски со спином 3/2 от микроволновой частоты при комнатной температуре (300 K) в кристалле политипа 21R-SiC в различных магнитных полях. Длина волны лазерного возбуждения $\lambda = 808$ нм. Спектры зарегистрированы путем синхронного детектирования с низкочастотной модуляцией (частота 330 Гц, амплитуда 0.1 мТ) магнитного поля, $B \| c$. Пунктирные линии – расчетные зависимости положений линий ОДМР различных центров. (b) – Экспериментальная зависимость сигналов ОДМР центров окраски со спином 3/2 в 21R-SiC, наблюдаемая при комнатной температуре в нулевом магнитном поле. Спектры зарегистрированы путем синхронного детектирования с низкочастотной модуляцией микроволновой мощности (частота 330 Гц, амплитуда 100 %). Длина волны лазерного возбуждения $\lambda = 808$ нм. Вертикальная полоса указывает контраст сигнала ОДМР. Приведены величины расщеплений тонкой структуры $\Delta = 2|D|$. Для сравнения показаны спектры ОДМР в кристалле 15R-SiC, видны сателлиты из-за сверхтонкого взаимодействия с ядром ^{29}Si для двенадцати атомов Si, входящих во вторую координационную сферу относительно вакансии кремния

На рисунке 3b показаны сигналы ОДМР центров окраски со спином $3/2$ в 21R-SiC, наблюдаемые в нулевом магнитном поле при комнатной температуре. Спектры зарегистрированы путем синхронного де-

Таблица 1. Значения длины волны нуль-фононной линии (ZFL) при 10 K; расщепление тонкой структуры (ZFS) $\Delta = 2|D|$ для спиновых центров семейства с $S = 3/2$ в основном (GS) и возбужденном (ES) состояниях в политипе 21R-SiC. Для центра с максимальным температурным сдвигом расщепления тонкой структуры в возбужденном состоянии приведена величина температурного градиента расщепления. Для некоторых центров приведены ширины линий LAC1 в возбужденном состоянии; g-факторы для основного и возбужденного состояний составляют ~ 2.003

	Нуль-фононная линия (ZFL)	V1	V2	V3	V4
	λ (нм), $T = 10$ K	864.7 нм	887 нм	906.5 нм	930 нм
Основное состояние (GS) (300 K)	$\Delta = 2\|D\|$ (МГц)	13.16	129.9	49.85	27.45
Возбужденное состояние (ES) (15 K)	$\Delta = 2\|D\|$ (ГГц)	1.022 $\Delta B = 14.2$ Гс	1.494	1.386 $\Delta B = 7.4$ Гс	1.279
Возбужденное состояние (ES) (60 K)	$\Delta = 2\|D\|$ (ГГц)	0.693 ГГц (7.3 МГц/град)			

тектирования с низкочастотной модуляцией микроволновой мощности. Длина волны лазерного возбуждения $\lambda = 808$ нм. Вертикальная полоса указывает контраст сигнала ОДМР. Приведены величины расщеплений тонкой структуры $\Delta = 2|D|$. Для сравнения показаны спектры ОДМР в кристалле 15R-SiC [13], видны сателлиты из-за сверхтонкого взаимодействия с ядром ^{29}Si для двенадцати атомов Si, входящих во вторую координационную сферу относительно вакансии кремния.

Имеются существенные отличия в системах с целочисленным и полуцелым спинами. Для спиновой системы $S = 1$, такой как NV-дефект в алмазе или дивакансия в SiC, локальная деформация снимает вырождение спиновых подуровней $M_S = \pm 1$ даже без внешнего магнитного поля. Этот эффект описывается дополнительным членом $E(\mathbf{S}_x^2 - \mathbf{S}_y^2)$ в спиновом гамильтониане (1), где E – поперечный параметр расщепления тонкой структуры. В результате ограничивается чувствительность магнитометрии, поскольку спиновое расщепление во внешнем магнитном поле при $E \neq 0$ описывается выражением $\sqrt{[(g_e\mu_B B_Z)^2 + E^2]}$, т.е. относительный сдвиг частоты спинового резонанса при малых значениях B является квадратичным, а не линейным. Ситуация качественно иная для полуцелых спиновых систем, таких как спиновые центры с $S = 3/2$. Согласно теореме Крамерса, двойное вырождение состояний $M_S = \pm 1/2$ и $M_S = \pm 3/2$ может быть снято только внешним магнитным полем, т.е. по существу $E = 0$. Это делает центры окраски с $S = 3/2$ в SiC более устойчивыми к флуктуациям напряжений.

На рисунке 4a показаны зарегистрированные по изменению ИК ФЛ сигналы антипересечения спиновых уровней в магнитном поле в основном и возбужденном состояниях для спиновых центров с $S = 3/2$, $B \| c$. Когда два энергетических уровня квантовой системы пересекаются в зависимости от внешнего параметра (например, магнитного поля), физические свойства системы изменяются в области пересечения. Антипересечение уровней реализуется, если два состояния, которые в первом приближении должны пересекаться, связаны дополнительным возмущением. Сигналы антипересечения уровней регистрировались при различных температурах с помощью синхронного детектирования при приложении постоянного магнитного поля и осциллирующего на низкой частоте переменного магнитного поля, направленных вдоль оси c кристалла. Смешивание спиновых состояний в области антипересечения спиновых уровней приводит к гигантскому изменению интенсивности ФЛ. На вставках к рис. 4 приведены схемы энергетических уровней и указаны точки первого (LAC1) и второго (LAC2) антипересечений уровней; схемы реализуются как для основного (*ground state* – GS), так и возбужденного (*excited state* – ES) состояний, отличие заключается только в величине расщепления тонкой структуры и обусловленным этим изменением позиций LAC1 и LAC2 в магнитном поле. Величины магнитных полей в точках антипересечения уровней $M_S = -3/2$, $M_S = +1/2$ обозначены как LAC1 и составляют $B_{\mathrm{LAC1}} = D/(g\mu_B)$ и для уровней $M_S = -3/2$, $M_S = -1/2$ обозначены как LAC2: $B_{\mathrm{LAC2}} = 2D/(g\mu_B)$. Расщепления тонкой

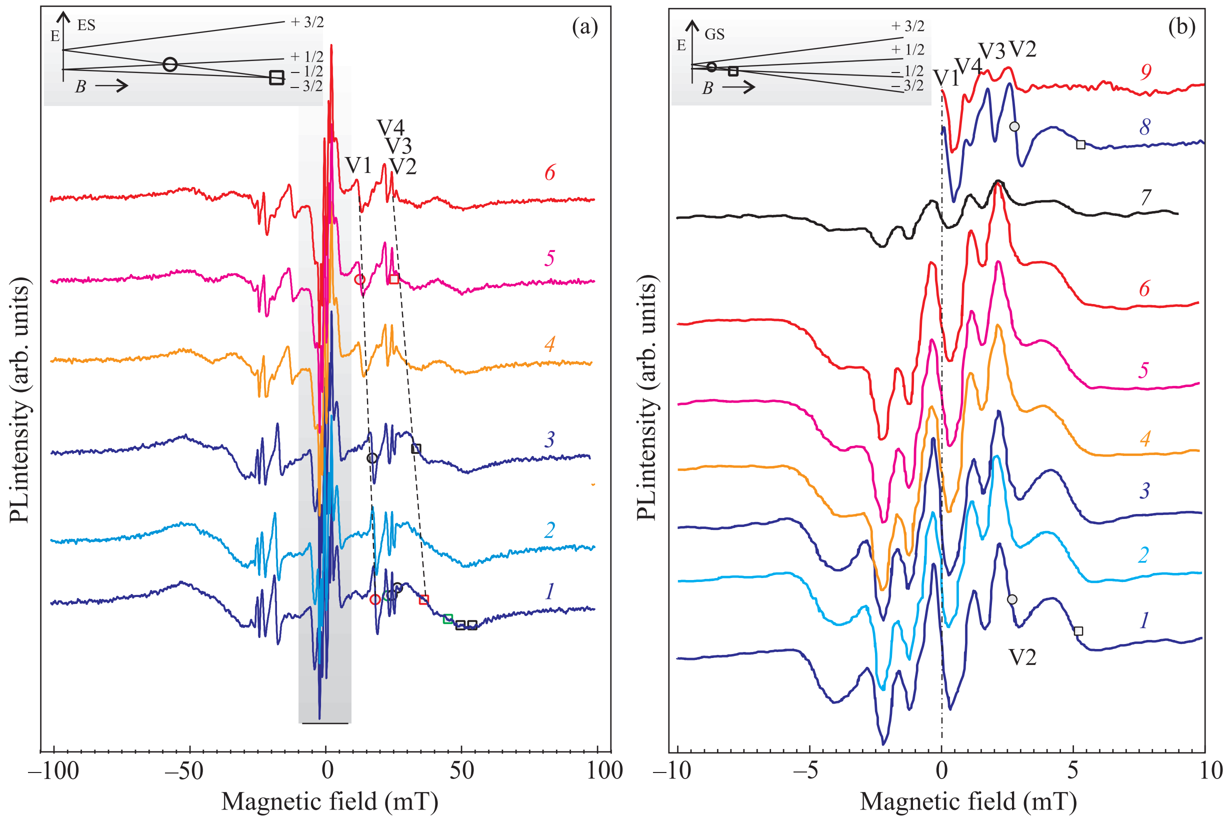

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зарегистрированные по изменению ИК ФЛ сигналы антипересечения спиновых уровней в магнитном поле в основном и возбужденном состояниях для спиновых центров с $S = 3/2$. На вставке слева сверху приведена схема энергетических уровней возбужденного состояния. Сигналы регистрировались при различных температурах с помощью синхронного детектирования при приложении постоянного магнитного поля и осциллирующего на низкой частоте переменного магнитного поля, направленных вдоль c-оси кристалла ($B\|c$). *1* – 15 K; *2* – 20 K; *3* – 30 K; *4* – 40 K; *5* – 50 K; *6* – 60 K. (b) – Центральная часть спектров антипересечения спиновых уровней (указана серым фоном на рисунке (a)), которая обусловлена антипересечением уровней в основном состоянии, при этом включены сигналы, зарегистрированные с использованием конфокального микроскопа в сфокусированном объеме возбуждающего лазерного луча примерно 1 мкм^3 (спектры *8* и *9*). На вставке слева сверху приведена схема энергетических уровней основного состояния (GS). Кружком на вставках указано положение первого антипересечения (LAC1) и квадратом второго антипересечения (LAC2). *1* – 15 K; *2* – 20 K; *3* – 30 K; *4* – 40 K; *5* – 50 K; *6* – 60 K; *7* – 80 K; *8* – конфокальная схема 80 K и *9* – конфокальная схема 300 K

структуры в возбужденных состояниях существенно больше, чем в основных состояниях, кроме того, расщепления тонкой структуры в возбужденных состояниях зависят от температуры. Точка LAC1 слабо зависит от ориентации кристалла в магнитном поле, поэтому используется для измерения магнитных полей и температур в порошковых материалах.

На рисунке 4b показана центральная часть спектров антипересечения спиновых уровней, которая обусловлена антипересечением уровней в основном состоянии, при этом включены сигналы, зарегистрированные с использованием конфокального оптического микроскопа в сфокусированном объеме возбуждающего лазерного луча примерно 1 мкм^3.

В таблице 1 приведены значения длины волны нуль-фононной линии (ZFL) при 10 K; расщепление тонкой структуры (*zero-field splitting* – ZFS) $\Delta = 2|D|$ для спиновых центров семейства с $S = 3/2$ в основном (GS) и возбужденном (ES) состояниях в политипе 21R-SiC. Для центра с максимальным температурным сдвигом расщепления тонкой структуры в возбужденном состоянии приведена величина температурного градиента расщепления. Для некоторых центров указаны ширины линий LAC1 в возбужденном состоянии.

Информация об электронной структуре короткоживущего возбужденного состояния важна для реализации высокоскоростных квантовых вентилей с использованием возбужденных состояний, а также сверхбыстрых, полностью оптических схем квантового управления. В связи с малым временем жизни в возбужденном состоянии порядка 6 нс ОДМР требует приложения мощного микроволнового поля. Используя большое микроволновое поле, можно заставить вращаться спин центра окраски в течение короткого ($\sim$5–10 нс) периода в возбужденном состоянии. При этом эффекты антипересечения уровней не требуют вообще микроволновой мощности, тем не менее, возбужденные состояния легко регистрируются, как это видно на рис. 4a, что позволяет получить подробную информацию об электронной спиновой структуре центра окраски в возбужденном состоянии. Исходя из времени жизни в возбужденном состоянии, можно оценить предельную ширину линий магнитного резонанса и антипересечения уровней по формуле $\Gamma_h = 1/(\pi T_2)$, где T_2 – время когерентности, ограниченное временем жизни τ. Для $\tau = 6$ нс ширина линии составляет ~ 50 МГц или при пересчете в магнитные поля $\simeq$1.9 мТл; при $\tau = 10$ нс соответственно: 32 МГц и 1.15 мТл. Наблюдаемые ширины линий антипересечения уровней для возбужденных состояний (рис. 4a, табл. 1) соответствуют времени жизни ~ 10 нс.

Заключение. В работе продемонстрирована возможность осуществлять оптически индуцированные спиновые манипуляции на центрах окраски со спином $S = 3/2$ в условиях окружающей среды в ромбическом политипе карбида кремния 21R-SiC , рассматриваемом как естественная сверхрешетка. Спиновые манипуляции выполняются с использованием оптического детектирования магнитного резонанса и эффектов антипересечения уровней в основном и возбужденном квадруплетных спиновых состояниях. Обнаружено, как минимум, четыре спиновых центра, отличающихся расщеплениями тонкой структуры, которые позволяют использовать одни и те же центры, как для измерения магнитных полей по сигналам ОДМР и антипересечения уровней для основного состояния, так и температур по соответствующим сигналам для возбужденного состояния.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (РНФ) # 20-12-00216.

1. P. G. Baranov, I. V. Il'in, E. N. Mokhov, M. V. Muzafarova, S. B. Orlinskii, and J. Schmidt, JETP Lett. **82**, 441 (2005).
2. P. G. Baranov, A. P. Bundakova, I. V. Borovykh, S. B. Orlinskii, R. Zondervan, and J. Schmidt, JETP Lett. **86**, 202 (2007).
3. J. R. Weber, W. F. Koehl, J. B. Varley, A. Janotti, B. B. Buckley, C. G. van de Walle, and D. D. Awschalom, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **107**, 8513 (2010).
4. P. G. Baranov, A. P. Bundakova, A. A. Soltamova, S. B. Orlinskii, I. V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, and J. Schmidt, Phys. Rev. B **83**, 125203 (2011).
5. W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, and D. D. Awschalom, Nature **479**, 84 (2011).
6. D. Riedel, F. Fuchs, H. Kraus, S. Väth, A. Sperlich, V. Dyakonov, A. A. Soltamova, P. G. Baranov, V. A. Ilyin, and G. V. Astakhov, Phys. Rev. Lett. **109**, 226402 (2012).
7. V. A. Soltamov, A. A. Soltamova, P. G. Baranov, and I. I. Proskuryakov, Phys. Rev. Lett. **108**, 226402 (2012).
8. H. Kraus, V. A. Soltamov, D. Riedel, S. Väth, F. Fuchs, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Nat. Phys. **10**, 157 (2014).
9. S. A. Tarasenko, A. V. Poshakinskiy, D. Simin, V. A. Soltamov, E. N. Mokhov, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Phys. Status Solidi B **255**, 1700258 (2018).
10. D. J. Christle, A. L. Falk, P. Andrich, P. V. Klimov, J. U. Hassan, N. T. Son, E. Janzen, T. Ohshima, and D. D. Awschalom, Nat. Mater. **14**, 160 (2015).
11. M. Widmann, S.-Y. Lee, T. Rendler, N. T. Son, H. Fedder, S. Paik, L.-P. Yang, N. Zhao, S. Yang, I. Booker, A. Denisenko, M. Jamali, S. A. Momenzadeh, I. Gerhardt, T. Ohshima, A. Gali, E. Janzen, and J. Wrachtrup, Nat. Mater. **14**, 164 (2015).
12. P. G. Baranov, H.-J. von Bardeleben, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Magnetic Resonance of Semiconductors and Their Nanostructures: Basic and Advanced Applications*, Springer Series in Materials Science, Springer-Verlag, GmbH, Austria (2017), ch. 6.
13. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, D. O. Tolmachev, R. A. Babunts, A. G. Badalyan, V. Yu. Davydov, E. N. Mokhov, I. I. Proskuryakov, S. B. Orlinskii, and P. G. Baranov, Phys. Rev. Lett. **115**, 247602 (2015).
14. V. A. Soltamov, C. Kasper, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, E. N. Mokhov, A. Sperlich, S. A. Tarasenko, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, Nat. Commun. **10**, 678 (2019).
15. H. Singh, A. N. Anisimov, S. S. Nagalyuk, E. N. Mokhov, P. G. Baranov, and D. Suter, Phys. Rev. B **101**, 134110 (2020).
16. A. Gruber, A. Dräbenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, and C. von Borczyskowski, Science **276**, 2012 (1997).