Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 8, с. 533 – 540

Полностью оптическая регистрация сверхтонких электронно-ядерных взаимодействий в спиновых центрах в кристаллах 6H-SiC с модифицированным изотопным составом ^{13}C

Р. А. Бабунц, А. Н. Анисимов, И. Д. Бреев, А. С. Гурин, А. П. Бундакова, М. В. Музафарова[1)]*, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов*

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

Поступила в редакцию 13 сентября 2021 г.
После переработки 13 сентября 2021 г.
Принята к публикации 14 сентября 2021 г.

Оптически индуцированное выстраивание и поляризация электронных и ядерных спинов в центрах окраски с электронным спином $S = 3/2$, приводящее к гигантским изменениям фотолюминесценции в области антипересечения электронных и ядерных спиновых уровней, наблюдалось в кристаллах 6H-SiC, обогащенных изотопом ^{13}C. Идентифицированы электронные спиновые переходы с переворотом или сохранением проекции ядерного спина изотопа ^{13}C в точках антипересечения уровней в электронно-ядерной системе с $S = 3/2$ и $I = 1/2$, связанной сверхтонким взаимодействием.

DOI: 10.31857/S1234567821200052

В карбиде кремния (SiC) имеются два семейства спиновых центров окраски со спином $S = 1$ и $S = 3/2$ с уникальными магнитно-оптическими свойствами, которые позволяют рассматривать их в качестве материальной платформы для спинтроники, сенсорики, квантовой обработки информации, разработки гибридных квантовых систем [1–15]. SiC широко используется в электронных устройствах, с возможностью применения их в экстремальных условиях окружающей среды. Оптическое возбуждение приводит к выстраиванию спиновых состояний упомянутых центров окраски в SiC, при этом изменение этих состояний в результате воздействия резонансного микроволнового излучения или вследствие антипересечения спиновых уровней в магнитном поле вызывает сильные изменения интенсивности фотолюминесценции (ФЛ). Этот эффект позволяет осуществить оптическое детектирование магнитного резонанса (ОДМР) и оптическую регистрацию сигналов антипересечения спиновых уровней (*level anticrossing* – LAC), причем в последнем случае не требуется наличие микроволновой мощности. Когда два энергетических уровня спиновой системы пересекаются в зависимости от магнитного поля, физические свойства квантовой системы изменяются в области пересечения, при этом антипересечение уровней реализуется, если два состояния, которые в первом приближении должны пересекаться, связаны дополнительным возмущением. Сигналы ОДМР и антипересечения уровней регистрировались при различных температурах, вплоть до комнатной температуры, с помощью синхронного детектирования при приложении постоянного магнитного поля и осциллирующего на низкой частоте переменного магнитного поля, направленных вдоль оси c кристалла.

Техника оптического детектирования спиновых переходов приводит к гигантскому увеличению чувствительности, вплоть до возможности регистрировать одиночные спины [9–11]. Спектроскопия антипересечения энергетических уровней спиновых центров с $S = 3/2$ в SiC является перспективным инструментом для создания сенсоров магнитного поля и температуры с возможностью пространственного разрешения в субмикронном диапазоне, а также для сенсоров магнитного поля, работающих в условиях высоких температур и радиации, включая космическое пространство [16]. До сих пор в виду малого природного содержания изотопа ^{13}C (1.1 %) не удавалось зарегистрировать сверхтонкое (СТ) взаимодействие с ядрами ^{13}C в сигналах антипересечения уровней, которое на порядок больше практически изотропного СТ взаимодействия с кремнием ^{29}Si и при этом обладает сильной анизотропией. Таким образом, реализуется уникальная система из электронного спина $S = 3/2$ и ядерного спина $I = 1/2$, связанных сильным анизотропным сверхтонким взаимодействием. При этом величины сверхтонкого взаимодействия и взаимодействия тонкой структуры одного порядка.

[1)]e-mail: marina.muzafarova@mail.ioffe.ru

В данной работе представлены результаты исследования центров окраски со спином 3/2 в гексагональном политипе 6H-SiC. Центры со спином $S = 3/2$ были введены в монокристаллы 6H-SiC с низкой концентрацией азота путем облучения кристалла электронами с энергией 2 МэВ и потоком $\sim 10^{18}\,\text{см}^{-2}$. Исследовались кристаллы 6H-SiC, выращенные с модифицированным изотопным составом ^{13}C и ^{29}Si. Принято обозначать центры окраски со спином $S = 3/2$ по соответствующим нуль-фононным линиям ФЛ (*zero-phonon lines* – ZPLs), V1, V2, V3 центры в 6H-SiC. Эти центры окраски обладают аксиальной симметрией вдоль c оси кристалла, электронная структура центров со спином 3/2 (spin-3/2 center) является дискуссионной, но однозначно установлено, что в основе этих центров находится отрицательно-заряженная вакансия кремния со спином $S = 3/2$. Аксиальная симметрия центра определяется как структурой кристалла, так и наличием возбуждения в виде собственного дефекта вдоль оси c [11, 13, 17, 18]. Все эксперименты сделаны на радиоспектроскопическом комплексе, созданном в ФТИ им. А. Ф. Иоффе, включающем высокочастотный спектрометр ЭПР/ОДМР с использованием магнитооптического криостата замкнутого цикла, с диапазоном рабочих температур 1.5–300 K и широким диапазоном изменения магнитных полей с переходом через нулевое значение. В комплекс также входит спектрометр ОДМР, выполненный на базе конфокального оптического микроскопа.

Спектр ЭПР спиновых центров с $S = 3/2$ описывается спиновым гамильтонианом:

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

где $\mathbf{B}$ – магнитное поле, g – изотропный g-фактор, равный 2.00, μ_B – магнетон Бора, D – параметр тонкой структуры при аксиальном кристаллическом поле, $\mathbf{A}$ – тензор сверхтонкого взаимодействия с ядрами изотопа ^{13}C ($I = 1/2$), расположенными в ближайшем окружении вакансии кремния. Расщепления тонкой структуры для V2-центров в 6H-SiC $\Delta\nu = 2D = 42.7\cdot 10^{-4}\,\text{см}^{-1} = 128\,\text{МГц} = 4.6\,\text{мТл}$, $D = +2.3\,\text{мТл}$; для V1 и V3 центров расщепления тонкой структуры считаются практически одинаковыми, поэтому в данной работе мы их будем обозначать как V1/V3, при этом однозначно установлено, что параметр D является отрицательным: $\Delta\nu = 2|D| = 9.3\cdot 10^{-4}\,\text{см}^{-1} = 28\,\text{МГц} = 0.1\,\text{мТл}$, $D = -0.05\,\text{мТл}$. В соответствии с предложенной моделью спиновых центров с $S = 3/2$ основную роль играет вакансия кремния, в ближайшем окружении которой находятся четыре атома углерода, один (1) расположен вдоль оси c кристалла и три атома (2–4) расположены в эквивалентных позициях вдоль связей, отвернутых на 70° от оси c. Эти атомы обычно обозначаются как C_{NN} (*nearest neighbor* – NN). Параметры СТ структуры для взаимодействия с ядерным магнитным моментом изотопа ^{13}C равны: $A_\parallel = 26.7\cdot 10^{-4}\,\text{см}^{-1} = 80.1\,\text{МГц} = 2.86\,\text{мТл}$; $A_\perp = 12.5\cdot 10^{-4}\,\text{см}^{-1} = 37.5\,\text{МГц} = 1.34\,\text{мТл}$ (параллельное направление вдоль оси c). Сверхтонкая структура для взаимодействия с ^{29}Si во второй координационной сфере относительно вакансии кремния (двенадцать атомов Si_{NNN}, где NNN – *next nearest neighbor*) составляет примерно 9 МГц (~ 0.3 мТл) [19].

На рисунке 1 показаны спектры ОДМР, зарегистрированные на частоте 94 ГГц по люминесценции спиновых центров с $S = 3/2$ в монокристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C до 15 %, при нескольких температурах. Стрелками отмечены переходы для V2 и V1/V3 центров, а также для нескольких сверхтонких компонент переходов от взаимодействия с четырьмя ближайшими к вакансии кремния атомами углерода. На рисунке 1 видно, что в представленном температурном диапазоне для V1/V3 центров наблюдается переворот фазы сигнала ОДМР в области температуры ~ 30 K. Этот переворот условно показан инвертированием синего и красного цветов для сигналов выше и ниже этой температуры. Таким образом, для V1/V3 центров изменяется схема оптического выстраивания спиновых состояний электронов и ядер, при этом для V2 центров заметных изменений в спектрах ОДМР не происходит. На вставках приведены схемы энергетических уровней в магнитном поле и условно кружками показано оптически индуцированное выстраивание населенностей спиновых уровней для V2 и V1/V3 центров. Видна инвертированная система уровней для V1/V3 центров и изменение населенностей уровней при температурах выше 30 K и ниже этой температуры. Там же условно показаны ЭПР переходы, синий цвет соответствует поглощению микроволновой мощности, красный – излучению микроволновой мощности. Для V2 центров реализуется одна схема выстраивания при всех температурах, вплоть до комнатной температуры и выше. Внизу показаны зарегистрированные по электронному спиновому эху (ЭСЭ) ЭПР переходы [11, 20] на той же частоте 94 ГГц, видны инвертированные сигналы в низком магнитном поле, соответствующие излучению микроволновой мощности. Указаны значения сателлитов, обусловленные взаимодействием с ядром одного атома углерода, расположенным вдоль оси c и обозначенным (1), соответствует константе СТ взаимодействия $A_\parallel$, и ядром уг-

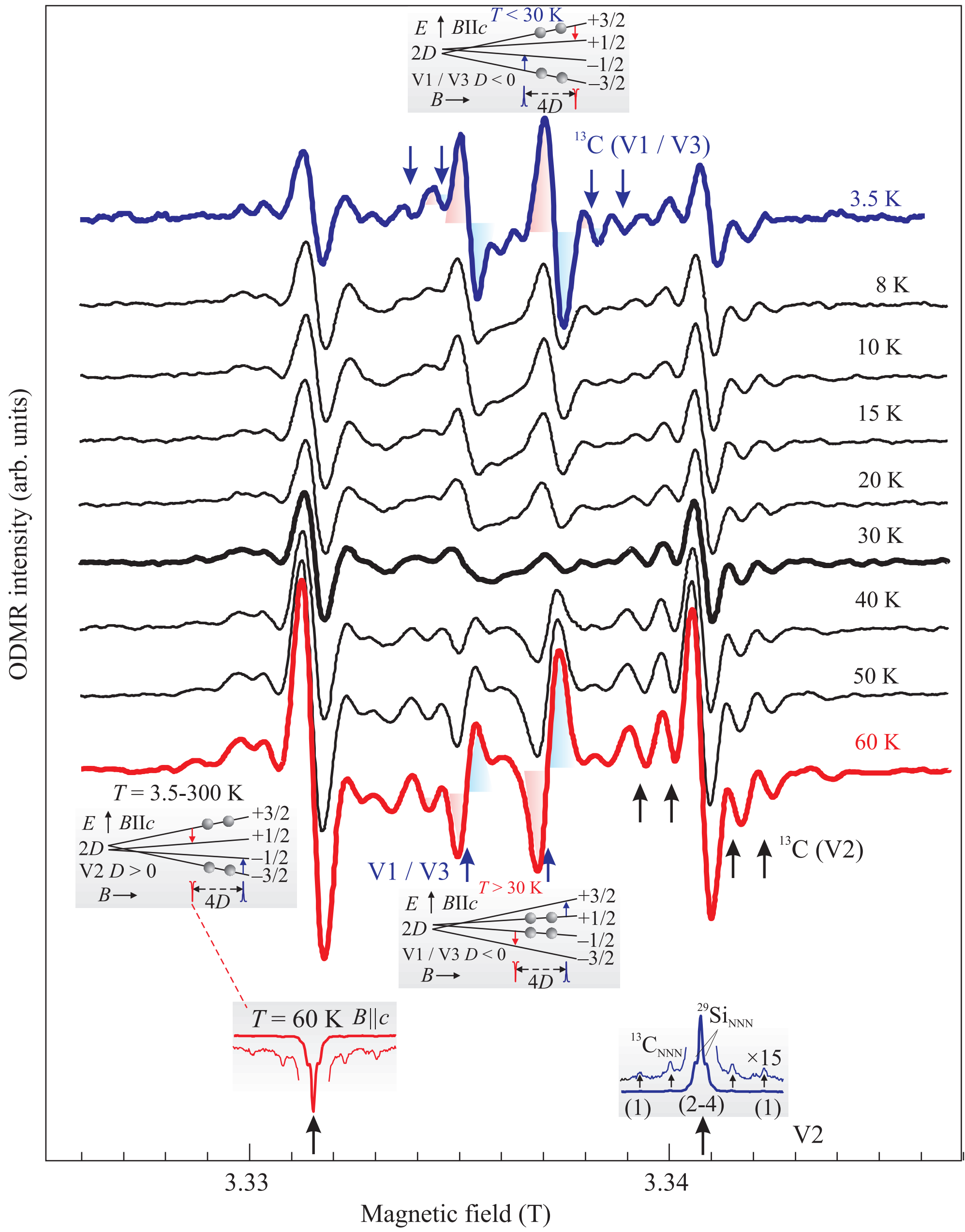

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры ОДМР, зарегистрированные по люминесценции спиновых центров с $S = 3/2$ в монокристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C ($\sim 15\,\%$) при нескольких температурах, частота 94 ГГц (возбуждение 808 нм, ориентация $B \| c$). Стрелками отмечены переходы для V2 и V1/V3 центров, а также для нескольких сверхтонких компонент переходов от взаимодействия с четырьмя ближайшими к вакансии кремния атомами углерода. Для центров V1/V3 переворот фазы сигнала ОДМР в области температуры 30 К условно показан инвертированием синего и красного цветов для сигналов выше и ниже этой температуры. Внизу для сравнения показаны спектры ЭПР V2 центров, зарегистрированные в кристалле 6H-SiC (природное содержание изотопов) на частоте 94 ГГц по сигналу электронного спинового эха (ЭСЭ), возбуждение 808 нм, $B \| c$. На вставках представлены схемы энергетических уровней и типы оптически индуцированного выстраивания населенностей спиновых уровней для V2 и V1/V3 центров

лерода, располагающимся в одной из трех позиций эквивалентных атомов углерода (2–4), направление на которые отвернуто от оси c на 70° (110°), т.е. константа СТ взаимодействия определяется по формуле $\mathrm{A} = (\mathrm{A}_{\|}^2 \cos^2\theta + \mathrm{A}_{\perp}^2 \sin^2\theta)^{1/2}$, $\theta = 70°$. Изменение фазы в спектрах ОДМР для V1/V3 центров обусловлено

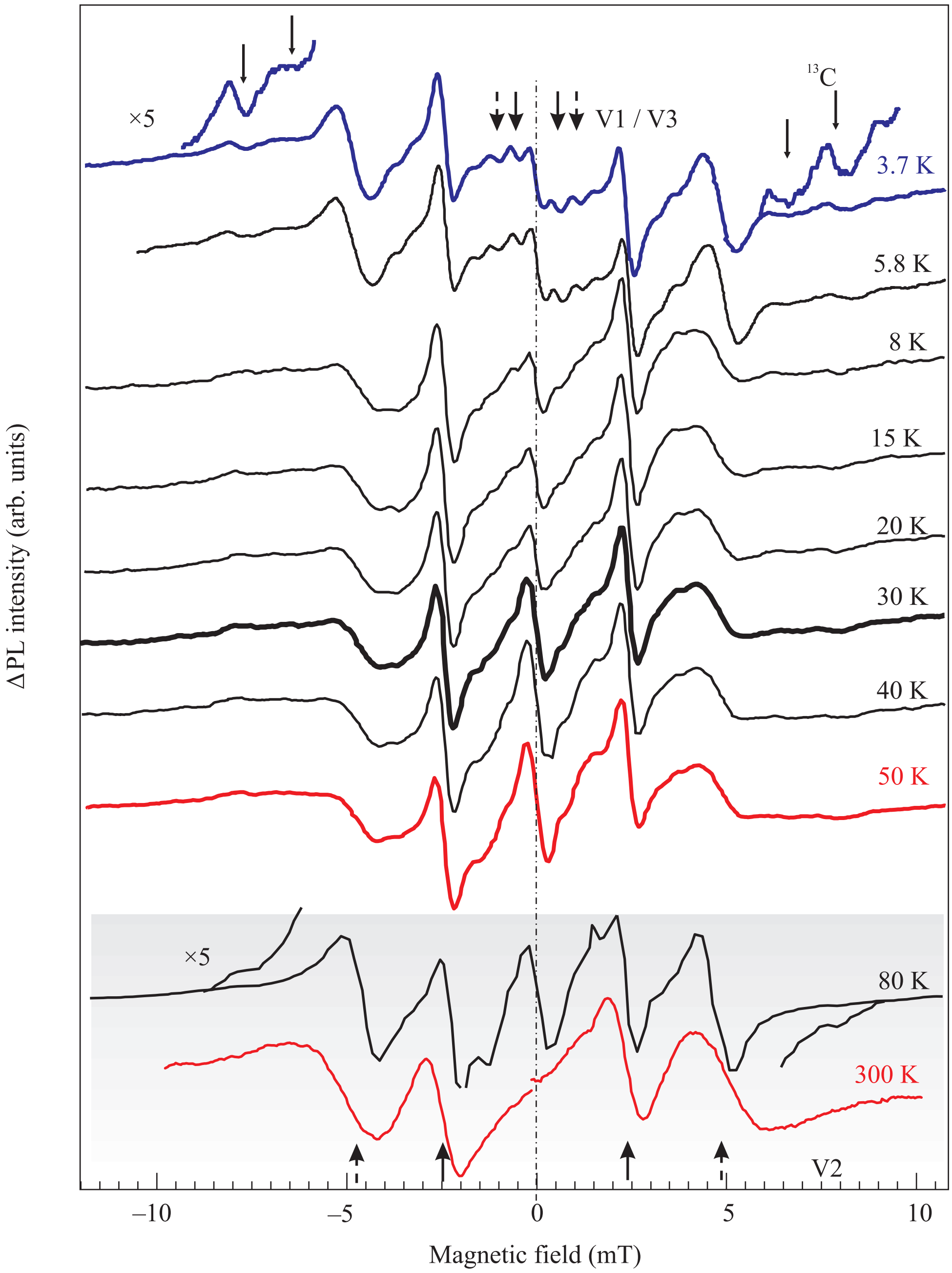

Рис. 2. (Цветной онлайн) Сигналы антипересечения уровней, зарегистрированные по изменению интенсивности люминесценции спиновых центров с $S = 3/2$ в монокристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C ($\sim 15\,\%$) при нескольких температурах (возбуждение 808 нм, ориентация $B \| c$). Стрелками отмечены переходы для V2 и V1/V3 центров, а также для нескольких сверхтонких компонент переходов от взаимодействия с четырьмя ближайшими к вакансии кремния атомами углерода. Внизу показаны два спектра антипересечения уровней, измеренные при двух температурах, 80 и 300 K, в кристалле с двойным измененным составом изотопов ^{29}Si ($1\,\%$) и ^{13}C ($4.7\,\%$). Видны сигналы только для V2 и центров

различием в схемах оптического выстраивания при разных температурах, как это показано на вставках. При этом в области переходной температуры населенности всех спиновых уровней выравниваются и нет поглощения и излучения микроволновой мощности, а, следовательно, сигналы ОДМР исчезают. Фаза линий ОДМР одинакова для обоих переходов, хотя эти линии соответствуют поглощению и излу-

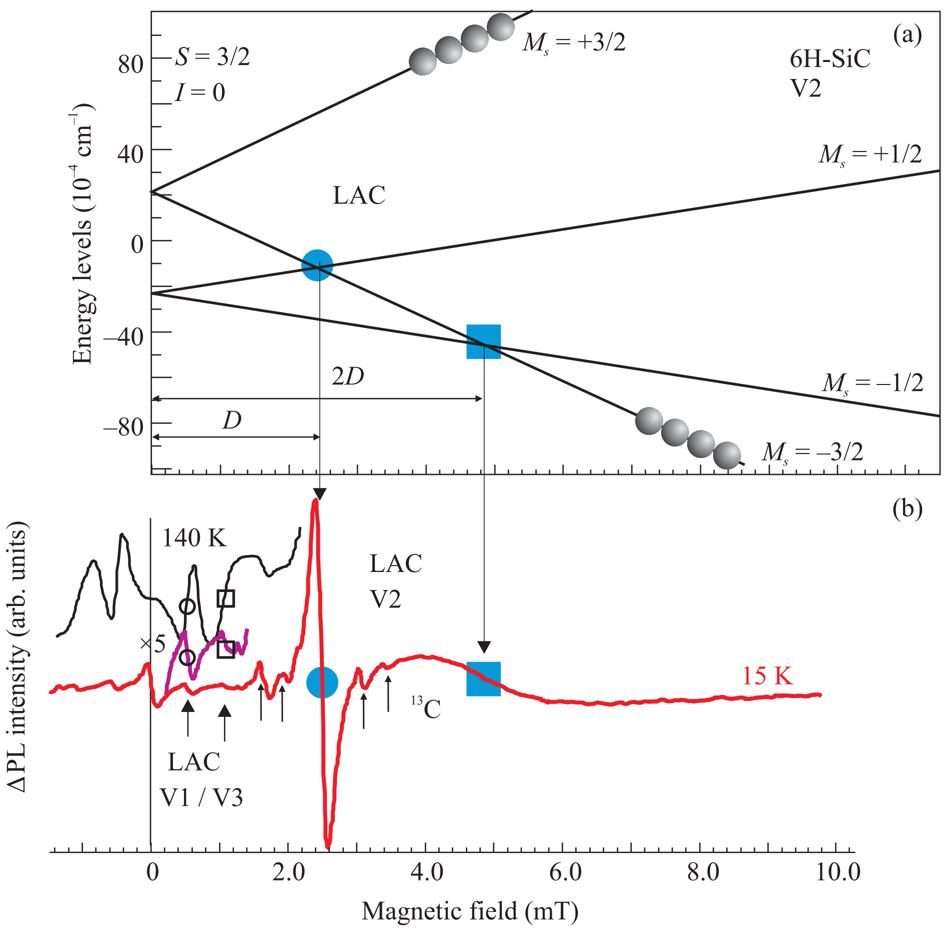

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема энергетических уровней в магнитном поле без учета сверхтонких взаимодействий и сигналы антипересечения уровней V2 центров в 6H-SiC, $B \| c$, возбуждение 808 нм, заполненными кружком и квадратом обозначены точки антипересечения уровней в основном состоянии, кружком обозначено первое антипересечение с изменением проекции электронного спина $\Delta M_S = \pm 2$, квадратом обозначено второе антипересечение с изменением проекции электронного спина $\Delta M_S = \pm 1$. (b) – Спектр антипересечения уровней, зарегистрированный в кристалле 6H-SiC, выращенном с обедненным содержанием изотопа ^{29}Si (~ 1 %). Открытыми кружками и квадратами уменьшенных размеров показаны сигналы антипересечения уровней для V1/V3 центров

чению микроволнового излучения. Таким образом, поглощение и излучение микроволнового излучения приводят к одним и тем же изменениям фотолюминесценции спиновых центров. Теоретическое обоснование наблюдаемых эффектов представляет интерес, но это выходит за рамки настоящей работы. Отметим, что изменение фазы в ОДМР соответствует разному знаку изменения интенсивности фотолюминесценции в условиях резонанса [2, 5].

На рисунке 2 показаны сигналы антипересечения уровней в магнитном поле, зарегистрированные в основном состоянии спиновых центров с $S = 3/2$ по изменению интенсивности ФЛ в монокристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C до ~ 15 % при нескольких температурах, магнитное поле ориентировано вдоль оси симметрии спинового центра, т.е. $B \| c$. Стрелками отмечены переходы для V2 и V1/V3 центров, а также для нескольких сверхтонких компонент переходов от взаимодействия с четырьмя ближайшими к вакансии кремния атомами углерода. Для подтверждения проявления СТ взаимодействий с ядрами ^{13}C, а также свидетельства возможности регистрации сигналов антипересечения уровней при комнатной температуре, проведены эксперименты в дополнительном образце, в кристалле 6H-SiC с двойным измененным составом изотопов ^{29}Si (уменьшенном до ~ 1 %) и ^{13}C (увеличенном до ~ 4.7 %), т.е. концентрации изотопов инвертированы по отношению к их природному содержанию. Внизу показаны два спектра антипересечения уровней, измеренные при двух температурах, 80 и 300 К. Сигналы антипересечения уровней для V2 центров при комнат-

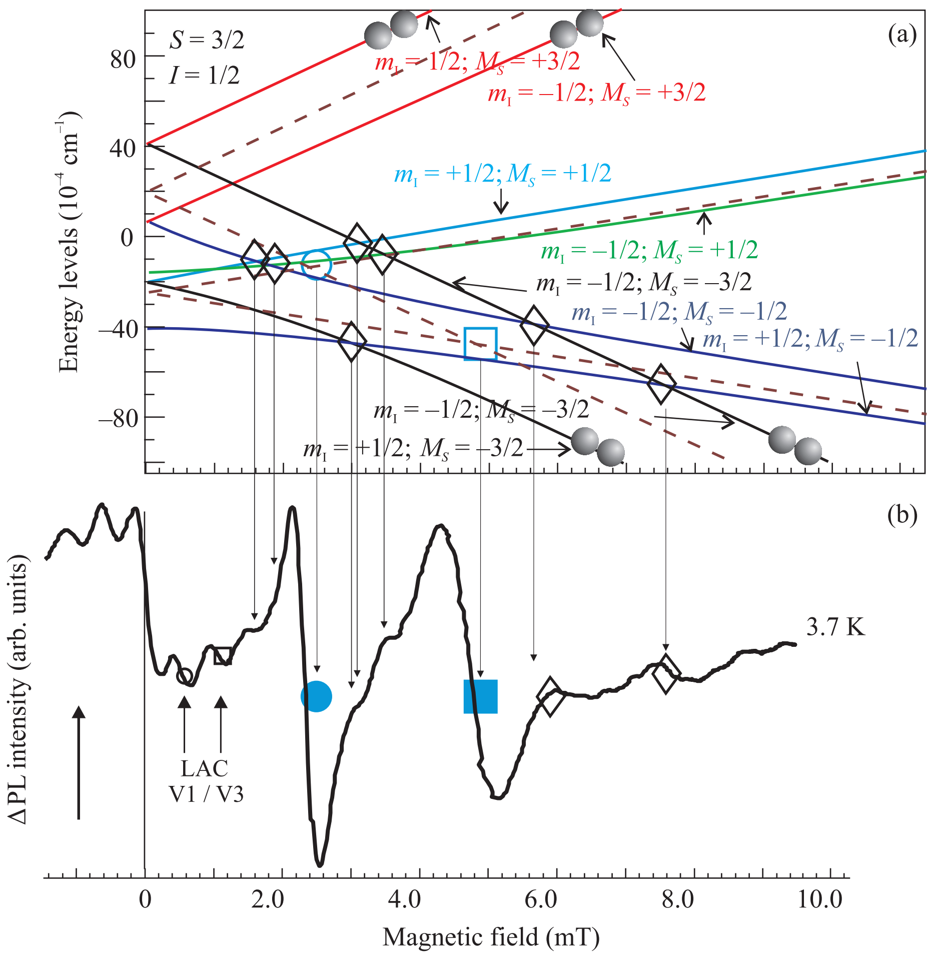

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Схема энергетических уровней в магнитном поле V2-центров с учетом сверхтонких взаимодействий с изотопом ^{13}C ($I = 1/2$), сигналы антипересечения отмечены открытыми ромбиками. Пунктиром показаны энергетические уровни согласно рис. 3a. (b) – Сигналы антипересечения уровней в кристалле 6H-SiC, выращенном с обогащенным содержанием изотопа ^{13}C ($\sim 15\,\%$)

ной температуре зарегистрированы с использованием конфокального оптического микроскопа в сфокусированном объеме возбуждающего лазерного луча примерно 1 мкм^3.

Для объяснения наблюдаемых на рис. 2 сигналов антипересечения уровней, на рис. 3a и 4a представлены схемы энергетических уровней в ориентации $B\|c$ для V2 центров в кристалле 6H-SiC. На рисунке 3a приведены энергетические уровни в магнитном поле для V2-центров без учета сверхтонких взаимодействий, заполненными кружком и квадратом обозначены точки антипересечения энергетических уровней в основном состоянии, кружком обозначено первое антипересечение с изменением проекции электронного спина $\Delta M_S = \pm 2$, так называемый “запрещенный” переход, квадратом обозначено второе антипересечение с изменением проекции электронного спина $\Delta M_S = \pm 1$, так называемый “разрешенный” переход. Серыми кружками условно показаны оптически индуцированные заселенности уровней с $M_S = \pm 3/2$, при этом уровни с $M_S = \pm 1/2$ практически не заселены. Спектр антипересечения уровней, зарегистрированный в кристалле 6H-SiC, выращенном с обедненным содержанием изотопа ^{29}Si ($\sim 1\,\%$) и природным содержанием ^{13}C, показан на рис. 3b. Уменьшение содержания изотопа ^{29}Si (природное содержание 4.7 %) позволило существенно уменьшить ширину сигналов антипересечения уровней и выделить взаимодействия с изотопом ^{13}C. Наряду с сигналами антипересечения энергетических уровней, соответствующих “запрещенному” и “разрешенному” переходам видны линии меньшей интенсивности, которые мы относим к проявлению сверхтонких взаимодействий с ядрами ^{13}C. Энергетические уровни в магнитном поле для V2-центров с учетом сверхтонких взаимодействий с изотопом ^{13}C ($I = 1/2$) показаны на рис. 4a, открытыми ромбиками обозначены различные антипересечения электронных и ядерных состояний. Серыми кружками условно показаны оптически индуцированные заселенности уровней с $M_S = \pm 3/2$ для каждой проекции ядерного магнитного момента, при этом уровни с $M_S = \pm 1/2$ практически не заселены. Для сравнения пунктиром на схему наложены уровни и точки антипересечения уровней из рис. 3a. Соответствующие сигналы антипересечения уровней, зарегистрированные в кристалле 6H-SiC, выращенном с обогащенным содержанием изотопа ^{13}C ($\sim 15\,\%$) и природным содержанием изотопа ^{29}Si ($4.7\,\%$) представлены на рис. 4b. На рисунках 3b и 4b открытыми кружками и квадратами уменьшенных размеров показаны сигналы антипересечения уровней для V1/V3 центров, при этом на рис. 3b приведены сигналы, зарегистрированные при двух температурах: 15 и 140 K, т.е. ниже и выше критической температуры 30 K, при которой, как было рассмотрено выше, изменяется характер оптически индуцированной населенности спиновых уровней. В результате повышения температуры фаза сигналов антипересечения уровней для V1/V3 центров изменилась на противоположную.

Обозначим на рис. 4b магнитные поля при антипересечении уровней с учетом сверхтонких взаимодействий с ядром ^{13}C последовательностью цифр по направлению увеличения магнитного поля. 1) $M_S = -1/2$, $m_I = -1/2 \leftrightarrow M_S = +1/2$, $m_I = +1/2$ (*разрешенный* электронный спиновый переход с переворотом ядерного спина); 2) $M_S = -1/2$, $m_I = -1/2 \leftrightarrow M_S = +1/2$, $m_I = -1/2$ (*разрешенный* электронный спиновый переход без переворота ядерного спина); 3) $M_S = -3/2$, $m_I = -1/2 \leftrightarrow M_S = +1/2$, $m_I = +1/2$ (*запрещенный* электронный спиновый переход с переворотом ядерного спина); 4) $M_S = -3/2$, $m_I = +1/2 \leftrightarrow M_S = -1/2$, $m_I = +1/2$ (*разрешенный* электронный спиновый переход без переворота ядерного спина); 5) $M_S = -3/2$, $m_I = -1/2 \leftrightarrow M_S = +1/2$, $m_I = -1/2$ (*запрещенный* электронный спиновый переход без переворота ядерного спина); 6) $M_S = -3/2$, $m_I = -1/2 \leftrightarrow M_S = -1/2$, $m_I = -1/2$ (*запрещенный* электронный спиновый переход без переворота ядерного спина); 7) $M_S = -3/2$, $m_I = -1/2 \leftrightarrow M_S = -1/2$, $m_I = +1/2$ (*запрещенный* электронный спиновый переход с переворотом ядерного спина). Оптическое проявление сигналов антипересечения уровней с переворотом и без переворота ядерного спина позволяет судить о выстраивании ядерных спиновых состояний под действием оптического возбуждения. Для нахождения контрастности сигналов антипересечения уровней, регистрируемых по изменению ФЛ при разных электронно-ядерных переходах, необходимо рассматривать волновые функции для соответствующих спиновых состояний $|M_S, m_I\rangle$, которые рассчитываются в различных пакетах программ, где определяются вероятности ЭПР переходов. Расчет этих волновых функций не входил в задачу настоящей работы, мы только констатируем, что при теоретическом рассмотрении манипуляций с электронными и ядерными спинами в спектрах ОДМР и антипересечения уровней такие расчеты будут чрезвычайно важными.

Заключение. В работе продемонстрирована возможность осуществлять оптически индуцированные спиновые манипуляции на электронах и ядрах ^{13}C в центрах окраски со спином $S = 3/2$. Спиновые манипуляции выполняются с использованием оптического детектирования магнитного резонанса и эффектов антипересечения уровней в основном состоянии. Идентифицированы переходы с переворотом электронных и ядерных спинов в спектрах ОДМР и антипересечения уровней. Полностью оптическим методом без использования микроволновой мощности определены сверхтонкие взаимодействия с ядрами изотопа ^{13}C.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований # 19-52-12058 и Научно-исследовательского сообщества Германии (DFG) ICRC TRR160 (Project C7).

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. W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, and D. D. Awschalom, Nature **479**, 84 (2011).
5. 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).
6. V. A. Soltamov, A. A. Soltamova, P. G. Baranov, and I. I. Proskuryakov, Phys. Rev. Lett. **108**, 226402 (2012).
7. 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).
8. H. Kraus, V. A. Soltamov, D. Riedel, S. Väth, F. Fuchs, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Nature Phys. **10**, 157 (2014).

9. 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, Nature Mater. **14**, 160 (2015).
10. 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. Janzén, and J. Wrachtrup, Nature Mater. **14**, 164 (2015).
11. 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, v. 253.
12. 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).
13. 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).
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. C. J. Cochrane, J. Blacksberg, M. A. Anders, and P. M. Lenahan, Sci. Rep. **6**, 37077 (2016).
17. V. Ivády, J. Davidsson, N. T. Son, T. Ohshima, I. Abrikosov, and A. Gali, Phys. Rev. B **96**, 161114(R) (2017).
18. A. Csóre, N. T. Son, and A. Gali, Phys. Rev. B **104**, 035207 (2021).
19. Mt. Wagner, N. Q. Thinh, N. T. Son, W. M. Chen, E. Janzén, P. G. Baranov, E. N. Mokhov, C. Hallin, and J. L. Lindström, Phys. Rev. B **66**, 155214 (2002).
20. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, A. N. Anisimov, H. Singh, A. P. Bundakova, G. V. Mamin, S. B. Orlinskii, E. N. Mokhov, D. Suter, and P. G. Baranov, Phys. Rev. B **103**, 195201 (2021).