Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 11, с. 763 – 769 

# Релаксационные процессы и когерентные спиновые манипуляции для триплетных Si-C дивакансий в карбиде кремния, десятикратно обогащенном изотопом $^{13}$C

*Р. А. Бабунц*[+], *Ю. А. Успенская*[+1)], *А. П. Бундакова*[+], *Г. В. Мамин*[*], *А. Н. Анисимов*[+], *П. Г. Баранов*[+]

[+]*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия*

[*]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия*

Поступила в редакцию 1 октября 2022 г.
После переработки 19 октября 2022 г.
Принята к публикации 20 октября 2022 г.

Когерентные спиновые манипуляции ансамблей центров окраски в виде нейтральных $V_{Si}$-$V_C$ дивакансий со спином $S = 1$ в гексагональном политипе карбида кремния 6H-SiC, обогащенном изотопом $^{13}$C (12 %), были изучены в сильных магнитных полях с использованием методов электронного спинового эха и осцилляций Раби. Эксперименты с осцилляциями Раби показывают, что спиновая когерентность создается в SiC с десятикратно повышенной концентрацией изотопа $^{13}$C с ядерным магнитным моментом. Измерены времена спин-решеточной релаксации $T_1$ и спин-спиновой релаксации $T_2$ в условиях оптического выстраивания спинов: $T_1 \sim 5$ мс и $T_2 \sim 15$ мкс, $T = 150$ К, магнитное поле $\sim 3$ Тл. Оптическое выстраивание населенностей спиновых уровней позволяет манипулировать электронными и ядерными спинами в условиях окружающей среды с помощью оптического, микроволнового и радиочастотного излучения.

DOI: 10.31857/S1234567822230045, EDN: mdmmae

Спиновые центры окраски атомных размеров в карбиде кремния (SiC) являются перспективными квантовыми объектами для многочисленных применений в качестве сенсоров магнитного поля, температуры, а также в качестве кубитов (кудитов) для квантовых вычислений [1–21]. В SiC имеются два семейства спиновых центров окраски со спинами $S = 1$ [1, 4, 9, 11] и $S = 3/2$ [2, 6–8, 10–12, 14–21], обладающие уникальными свойствами оптического выстраивания населенностей спиновых уровней, приводящего к нарушению распределения Больцмана и к гигантской зависимости люминесценции центров окраски от вида распределения населенностей уровней. Эти эффекты позволяют с помощью оптического, микроволнового и радиочастотного излучения манипулировать электронными и ядерными спинами в условиях окружающей среды. Структура нейтральной дивакансии в виде ковалентно связанной ближайшей пары кремниевых и углеродных вакансий в основном триплетном состоянии в 6H-SiC была установлена в работе [1] и подтверждена в 4H-SiC в работе [22]. Возможны три конфигурации дивакансий $V_{Si}$-$V_C$, ориентированных вдоль оси $c$, так называемое семейство P6 центров [23]: (k1k1), (k2k2), (hh) с симметрией C3v, которые исследовались в настоящей работе. Символами k1, k2 и h обозначены две квазикубические и гексагональная позиции углерода и кремния в гексагональном политипе 6H-SiC.

Одной из задач квантовой информатики и сенсорики является достижение длительного времени спиновой когерентности ($T_2$) для спиновых центров в SiC. В ряде алгоритмов применения спиновых центров в SiC для квантовой обработки информации рассматривается возможность использования ядерных спинов $^{13}$C в качестве долговременной памяти, подобно тому, как это было сделано в алмазе на NV-центрах [24, 25]. Изучение влияния повышения содержания изотопа с ядерным магнитным моментом на релаксационные характеристики спиновых центров является одной из центральных задач, так как когерентные свойства спиновых центров окраски в SiC в значительной степени определяются наличием изотопов с ядерными магнитными моментами кремния $^{29}$Si (природное содержание 4.7 %) и углерода $^{13}$C (1.1 %). Ожидается уменьшение времен спиновой релаксации при увеличении содержания изотопов $^{29}$Si и $^{13}$C. Однако длинные времена релаксации необходимы для управления ядерными и электронными спиновыми состояниями при использовании спиновых центров в качестве сенсоров, кубитов,

1) e-mail: yulia.uspenskaya@mail.ioffe.ru

а также для создания гироскопов на ядерных спинах. Для применения квантовых свойств ядер необходима инженерия по обогащению изотопами с ядерными магнитными моментами, при этом важно оценить предельные концентрации этих изотопов, существенно не изменяющие когерентные свойства спиновых центров. В настоящей работе исследуются релаксационные свойства спиновых центров нейтральных дивакансий в триплетном основном состоянии кристаллов 6H-SiC, обогащенных изотопом $^{13}$C до 12 %. Ранее в нашей работе [26] были представлены результаты исследования сверхтонких (СТ) электронно-ядерных взаимодействий для нейтральных дивакансий $V_{Si}$-$V_C$ в 6H-SiC с более чем десятикратно увеличенным содержанием $^{13}$C. Изотоп $^{13}$C был выбран в связи с большим магнитным моментом по сравнению с $^{29}$Si, сильными сверхтонкими взаимодействиями [26] и возможностью увеличения его содержания более чем на порядок, оставаясь в разумных пределах концентраций $^{13}$C. Ограничением концентрации $^{13}$C также является сильное уширение линий, которое приведет к одной широкой линии ОДМР с отсутствием разрешенных сверхтонких компонент от $^{13}$C.

Исследовались кристаллы 6H-SiC номинально нелегированные $n$-типа, обогащенные изотопом $^{13}$C до 12 %, свойства которых описаны в нашей предыдущей работе [26]. Измерения проводились на спектрометре Elexsys E680, работающим на частоте 94 ГГц в стационарном и импульсном режимах. Оптическое возбуждение подавалось на образец, помещенный в резонатор спектрометра, по держателю образца, играющему роль световода. Таким образом, освещался весь образец, размер которого $0.2 \times 0.2 \times 1$ мм$^3$. Для измерений спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), времени спин-решеточной релаксации ($T_1$), спин-спиновой релаксации ($T_2$) и осцилляций Раби в SiC использовалось электронное спиновое эхо (ЭСЭ).

На рисунке 1 приведен зарегистрированный по ЭСЭ (*electron spin echo*, ESE) в W-диапазоне (94 ГГц) спектр ЭПР нейтральных дивакансий $V_{Si}$-$V_C$ со спином $S = 1$ в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом $^{13}$C (12 %), в условиях выстраивания населенностей спиновых уровней непрерывным оптическим возбуждением лазером с длиной волны 808 нм при ориентации магнитного поля $\sim B\|c$ и температуре 150 K. На верхней вставке рис. 1 представлена импульсная последовательность для регистрации ЭСЭ. Для сравнения черной линией показан спектр ЭПР в отсутствии оптического возбуждения. В отсутствие света все линии ЭПР имеют одинаковую фазу, так как характеризуют оптическое поглощение микроволновой энергии, в то же время оптическое возбуждение приводит к резкому усилению сигнала ЭПР вследствие отклонения населенностей спиновых уровней от распределения Больцмана и инвертированию фазы для высокополевых переходов, что объясняется наличием излучения энергии вместо поглощения для этих переходов. В спектрах ЭПР (рис. 1) отчетливо проявляется сверхтонкая (СТ) структура $^{13}$C для семейства P6 центров в виде взаимодействия с тремя атомами углерода, расположенными в ближайшем окружением вакансии кремния, входящей в нейтральную дивакансию $V_{Si}$-$V_C$. Атомы углерода находятся в эквивалентных позициях вдоль связей, отвернутых на 70° от оси $c$. Наблюдаются три центра из семейства P6: P6′, P6″, P6‴ (см. вставку рис. 1), при этом центр P6‴ не является оптически активным при возбуждении лазером с длиной волны 808 нм. На нижней вставке приведена схема энергетических уровней и кружками условно показано оптическое выстраивание населенностей спиновых уровней для P6 и P6′ центров.

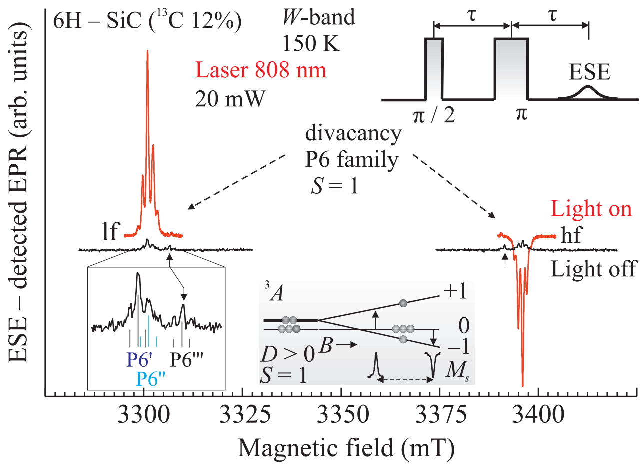


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зарегистрированный по ЭСЭ (ESE) в $W$-диапазоне (94 ГГц) спектр ЭПР нейтральных дивакансий $V_{Si}$-$V_C$ со спином $S = 1$ в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом $^{13}$C (12 %), при непрерывном оптическом возбуждении лазером с длиной волны 808 нм в ориентации $\sim B\|c$ (красная линия). Черной линией показан спектр ЭПР в отсутствии оптического возбуждения. Имеются три центра из семейства P6: P6′, P6″, P6‴ (см. вставку в увеличенном масштабе). На верхней вставке представлена импульсная последовательность для регистрации ЭСЭ, на нижней вставке приведена схема энергетических уровней и кружками условно показано оптическое выстраивание населенностей спиновых уровней для P6′ и P6″ центров

Спиновый гамильтониан, описывающий спектр ЭПР на рис. 1, имеет вид [11]:

$$\hat{H} = g_e \mu_B \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{S}} + D[\hat{S}_z^2 - (1/3)S(S+1)] + + \Sigma_i (\hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{A}_{iC13} \cdot \hat{\mathbf{I}}_{iC13}). \quad (1)$$

Здесь $\hat{\mathbf{S}}$ – оператор спина электрона с $S = 1$, $g_e$ – изотропный электронный $g$-фактор, $\mu_B$ – магнетон Бора. Первое слагаемое описывает зеемановское взаимодействие для электронов, второе слагаемое характеризует тонкую структуру вследствие взаимодействия с тригональным кристаллическим полем. СТ структура в спектрах ЭПР описывается последними членами спинового гамильтониана под знаком суммирования. Представлены операторы ядерного спина $^{13}$C ($I_C = 1/2$), расположенные в ближайшей координационной сфере относительно положений вакансии кремния в составе дивакансии, $\mathbf{A}_i$ – тензор, описывающий СТ взаимодействие с $i$-ми атомами углерода. Параметры СТ структуры для $^{13}$C приведены в работе [26]. В кристаллах с природным содержанием изотопов в спектрах ЭПР также разрешена СТ структура от взаимодействия с $^{29}$Si во второй координационной сфере. В кристалле, обогащенном $^{13}$C, эта структура не проявляется из-за большой ширины линий ЭПР, поэтому это взаимодействие не включено в спиновый гамильтониан (1).

Без внешнего магнитного поля ($B = 0$) основное состояние $S = 1$ расщепляется из-за наличия аксиального кристаллического поля, расщепление между подуровнями $M_S = 0$ и $M_S = \pm 1$ равно $D$. Оптическое возбуждение приводит к изменению населенностей (выстраиванию) спиновых состояний упомянутых центров окраски в SiC, в результате избыточно населяется уровень $M_S = 0$ и опустошаются уровни $M_S = \pm 1$ (нижняя вставка на рис. 1). В наших экспериментах для P6′ и P6″ центров параметр $D$ равен $440 \times 10^{-4}\,\text{см}^{-1}$ и $430 \times 10^{-4}\,\text{см}^{-1}$, соответственно [26]. Параметры СТ структуры для изотопа $^{13}$C, находящегося в ближайшем окружении вакансии кремния в составе дивакансии (один из трех атомов углерода), приведены в работе [26]: для P6′ центров $A_{\parallel} \approx 114$ МГц, $A_{\perp} \approx 49$ МГц, где параллельная ориентация ($A_{\parallel}$) соответствует направлению связи на атом углерода, составляющий угол 110° с осью $c$ кристалла.

На рисунке 2 приведены результаты измерения времен релаксации $T_1$ и $T_2$ для нейтральной дивакансии $V_{Si}$-$V_C$ с $S = 1$ (P6-центр) в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом $^{13}$C (12 %), при непрерывном оптическом возбуждении лазером с длиной волны 808 нм в ориентации близкой к $B \| c$ и при температуре 150 K. Измерения $T_2$ проводились с использованием стандартной двухимпульсной последовательности для ЭСЭ: $\pi/2 - \tau - \pi$, где значения $\tau$ ва-

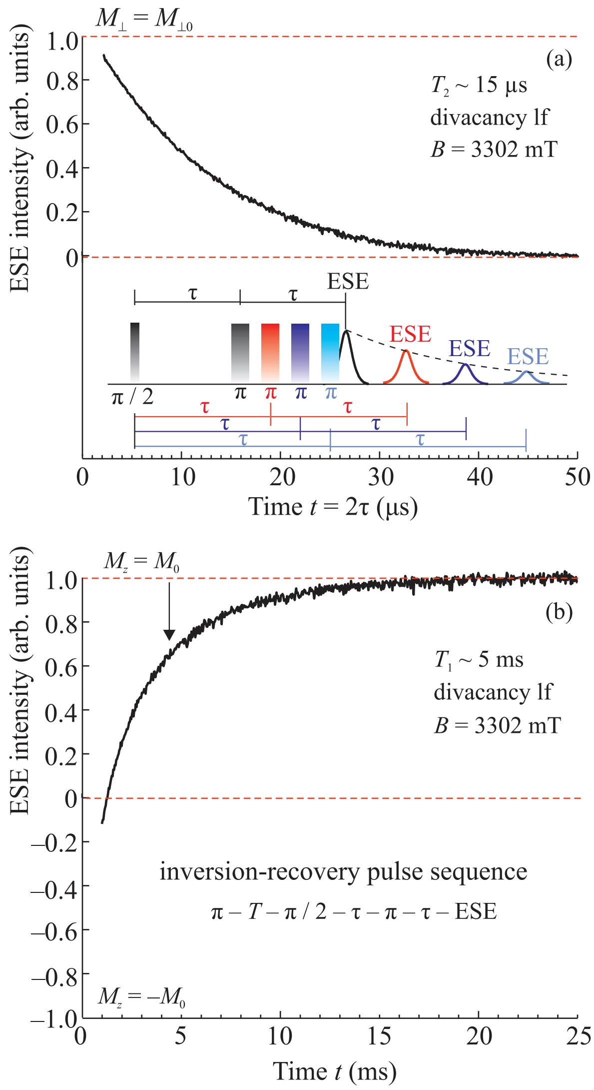


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Релаксация поперечной намагниченности $M_{\perp}$ нейтральной дивакансии $V_{Si}$-$V_C$ с $S = 1$ (P6′-центр) в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом $^{13}$C (12 %), в W диапазоне (94 ГГц) при непрерывном оптическом возбуждении лазером с длиной волны 808 нм и мощностью 20 мВт в ориентации близкой к $B \| c$ и при температуре 150 K. Внизу условно показан результат серии двухимпульсных экспериментов ЭСЭ с различными значениями временного интервала $\tau$ между $\pi/2$ и $\pi$ импульсами. (b) – Восстановление намагниченности $M_z$ после $\pi$ импульса СВЧ при тех же условиях. Намагниченность $M_z$ выводят из равновесия, так что она инвертируется. Система возвращается в состояние равновесия с характерным временем $T_1$

рьировались от 200 нс до 40 мкс с шагом 40 нс. На рисунке 2a представлена релаксация поперечной намагниченности $M_{\perp}$ со временем спин-спиновой релаксации $T_2$. Импульс СВЧ $\pi/2$ переводит намагниченность в плоскость $XY$, в результате намагниченность $M_\perp$ перпендикулярна $B_0$ и вращается с ларморовской частотой $f_L$. При тепловом равновесии намагниченность в плоскости $XY$ должна быть равна нулю, и система вернется в это положение с характерным временем $T_2$ (время спин-спиновой или поперечной релаксации). На вставке рис. 2а схематически показано затухание сигнала ЭСЭ в зависимости от $2\tau$, условно показан результат серии двухимпульсных экспериментов ЭСЭ с различными значениями временного интервала $\tau$ между $\pi/2$ и $\pi$ импульсами [11]. Значения $T_2$ были получены аппроксимацией измеренных кривых спада ЭСЭ по формуле $y = A\times\exp(-2\tau/T_2)$. Для измерения $T_1$ интенсивность сигнала ЭСЭ контролировалась путем применения импульсной последовательности $\pi{-}T{-}\pi/2{-}\tau{-}\pi$, где $T$ варьировалась от 900 нс до примерно 1 мс и $\tau = 200$ нс. Первый импульс создает инверсную населенность и ЭСЭ, генерируемое вторым и третьим импульсами, контролирует восстановление населенностей до теплового равновесия. Значения $T_1$ были получены по формуле $y = B\times[1-\exp(-T/T_1)]$ аппроксимацией измеренных кривых распада ЭСЭ. На рисунке 2b показано восстановление намагниченности $M_z$ после $\pi$-импульса СВЧ. Намагниченность $M_z$ выводят из равновесия, так что она инвертируется, это называется метод "инверсия-восстановление" (*inversion-recovery pulse sequence*) ($M_z = -M_0$). Система возвращается в состояние равновесия с характерным временем $T_1$ (время спин-решеточной или продольной релаксации). Значения $T_1$ получены аппроксимацией измеренных кривых ЭСЭ по формуле $y = A\times[1-2\exp(-t/T_1)]$.

Когерентные свойства спиновой системы наиболее наглядно проявляются в осцилляциях Раби, которые являются циклическим поведением двухуровневой квантовой системы в присутствии колебательного поля возбуждения. Осцилляции Раби являются основным инструментом, используемым для манипулирования кубитами (кудитами), и имеют решающее значение в квантовых вычислениях, их получают путем воздействия на спиновые кубиты периодическим магнитным полем в течение определенного интервала времени. Для обнаружения осцилляций Раби, как правило, используется ЭСЭ [11]. Осцилляции Раби, с одной стороны, фиксируют создание когерентной спиновой системы, которой можно манипулировать, а, с другой стороны, позволяют определить продолжительность $\pi/2$- и $\pi$-импульсов, что необходимо для экспериментов по ЭСЭ.

На рисунке 3 показаны осцилляции Раби для низкополевого перехода $M_S = 0 \to M_S = +1$ нейтральной дивакансии $V_{Si}$-$V_C$ (P6′-центра) в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом $^{13}C$ (12 %) при непрерывном оптическом возбуждении лазером 808 нм в ориентации $\sim B\|c$ и при температуре 150 K. На рисунке 3 внизу представлены осцилляции Раби в увеличенном масштабе на малых длительностях импульса СВЧ. Там же приведены частоты Раби и относи-

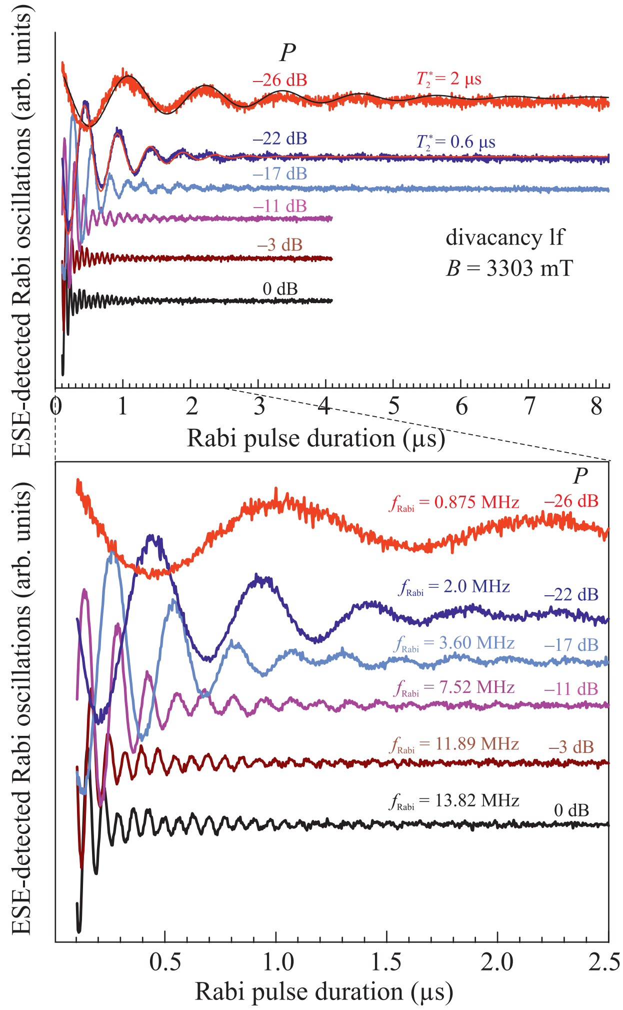


Рис. 3. (Цветной онлайн) Осцилляции Раби при температуре 150 K для низкополевого перехода $M_S = 0 \to M_S = +1$ нейтральной дивакансии $V_{Si}$-$V_C$ (P6′-центра) в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом $^{13}C$ (12 %) при непрерывном оптическом возбуждении лазером 808 нм с мощностью 20 мВт в ориентации $\sim B\|c$ и при температуре 150 K. Внизу представлены осцилляции Раби в увеличенном масштабе при малых длительностях импульса СВЧ. Указаны частоты Раби и относительные мощности СВЧ ($P$), а также выполнение соотношения частот Раби и мощностей СВЧ в виде $f_R(P1)/f_R(P2) = (P1/P2)^2$. Для двух мощностей ($-26$ и $-22$ дБ) в верхней части рисунка представлены симулированные зависимости осцилляций Раби

тельные мощности СВЧ ($P$). На рисунке 3 приведено ослабление мощности в дБ. Полная мощность соответствует 0 дБ, мощность используемого генератора $\sim 150$ мВт, однако не вся мощность доходит до образца. Сигнал затухает экспоненциально с постоянной времени $T_2^*$ согласно $I = C\sin(\omega_R t) \times \exp(-t/T_2^*)$, где $f_R = |\gamma| B_1$, $\omega_R = 2\pi f_R$. Для $P = -26$ дБ: $f_R = 0.875$ МГц, $\omega_R = 2\pi \times 0.875 = 5.50$ МГц, $T_2^* = 2$ мкс, для $P = -22$ дБ: $f_R = 2.0$ МГц, $\omega_R = 2\pi \times 2.0 = 12.6$ МГц, $T_2^* = 0.6$ мкс. Для данных мощностей в верхней части рис. 3 представлены симулированные зависимости осцилляций Раби. В работе [27] было показано, что затухание осцилляций Раби для ансамблей спиновых кубитов ($T_2^*$) зависит от мощности микроволн (от частоты Раби); этот эффект назван *driven decoherence*, или управляемой декогеренцией. Рассмотрены механизмы, приводящие к такому типу декогеренции, показано, что наличие случайных неоднородностей в системе дипольно-связанных спинов объясняет наблюдаемые эффекты.

Согласно [10, 28], в качестве простейшей точки отсчета, с которой будет производиться сравнение концентрации ядерного спинового бассейна в SiC, целесообразно использовать азотно-вакансионные (NV) центры в алмазе [24]. Эффективная концентрация ядерного спинового бассейна SiC оценивается как $\rho_{\text{SiC}} = 0.5 \times \eta_{\text{V}}(\rho_{\text{C13}} + \rho_{\text{Si29}} \times \eta_\gamma)$, где $\eta_\gamma = (\gamma_{\text{Si29}}/\gamma_{\text{C13}})^2 = 0.63$, объемное расширение элементарной ячейки SiC по сравнению с алмазом можно выразить как отношение $\eta_{\text{V}} = (d_{\text{C-C}}/d_{\text{Si-C}})^3 = 0.55$, где $d_{\text{Si-C}} = 1.88$ Å и $d_{\text{C-C}} = 1.54$ Å, а Si-C и C-C – длины связи в SiC и алмазе, соответственно. Меньшее гиромагнитное отношение $^{29}$Si ($\gamma_{\text{Si29}} = -2\pi \times 0.85$ кГц/Гс) по сравнению с $^{13}$C ($\gamma_{\text{C13}} = 2\pi \times 1.07$ кГц/Гс) снижает скорость переворота ядерных спинов бассейна $^{29}$Si. Эффективная концентрация ядерных спинов SiC аналогична концентрации алмаза ($\rho_{\text{SiC}} = 0.5 \times 0.55(1.1 + 4.7 \times 0.63) = 1.12\,\%$), т.е. $\rho_{\text{SiC}}/\rho_{\text{diamond}} \approx 1$. Следовательно, бассейн ядерных спинов в SiC с естественным содержанием изотопа должен вызывать такую же скорость декогерентизации электронного спина, как $^{13}$C в алмазе с естественным содержанием изотопа. Несмотря на то, что природное содержание $^{29}$Si примерно в 4 раза больше, чем $^{13}$C, время $T_2$ спиновых центров окраски в SiC существенно не снижается. При увеличении содержания $^{13}$C в $\sim 11$ раз отношение $\rho_{\text{SiC}}/\rho_{\text{diamond}}$ увеличивается только в $\sim 4$ раза ($\rho_{\text{SiC}} = 0.5 \times 0.55(12 + 4.7 \times 0.63) = 4.11\,\%$), т.е. в SiC увеличение содержания изотопа $^{13}$C оказывает меньшее влияние на времена релаксации по сравнению с NV-центрами в алмазе при аналогичном изменении концентрации $^{13}$C. В работах [29, 30] рассмотрены механизмы, ограничивающие времена релаксации для NV-центров в алмазе. Показано, что обратная величина $T_2(T_2^*)$ пропорциональна концентрации $^{13}$C с константой, характеризующей силу магнитного дипольного взаимодействия между электронным спином NV-центра и ядерными спинами $^{13}$C. Этот эффект начинает проявляться только при низких концентрациях азота (меньше 1 ppm), когда времена релаксации перестают зависеть от концентрации азота ($T_2 \approx 160$ мкс). Ожидается, что и при увеличении содержания $^{13}$C обратная величина $T_2(T_2^*)$ будет увеличиваться пропорционально концентрации $^{13}$C.

Целесообразно сравнить релаксационные характеристики нейтральных дивакансий, полученные в настоящей работе, с характеристиками спиновых центров с $S = 3/2$ в SiC с природным содержанием изотопов, измеренными в тех же условиях (94 ГГц, ЭСЭ, 150 К, $B \sim 3$ Тл): $T_1 = 0.76$ мс, $T_2 = 6.2$ мкс [31, 32]. Времена $T_1$ и $T_2$ для $S = 1$ центров в упомянутых условиях до настоящего времени не измерялись, имеющиеся данные для измерений в низких магнитных полях [9] находятся в том же диапазоне времен, что и полученные в настоящей работе. Оптически активные спиновые центры с $S = 3/2$ в SiC представляют собой отрицательно заряженные вакансии кремния, которые имеют возмущение в виде дефекта, расположенного вдоль оси $c$ кристалла, в позиции углерода, не связанного ковалентно с вакансией кремния [11, 12]. В работах [11, 12] считается, что этим дефектом является нейтральная вакансия углерода в непарамагнитном состоянии. Также есть предположение, что это может быть дефект перестановки (*antisite defect*) [33]. Видно, что релаксационные характеристики в SiC с природным содержанием изотопов короче, чем времена, полученные в SiC, более чем десятикратно обогащенном изотопом $^{13}$C (12 %): $T_1 = 5$ мс, $T_2 = 15$ мкс. Результаты измерений релаксационных характеристик для центров с $S = 3/2$ в SiC, обогащенном изотопом $^{13}$C (12 %), которые были получены параллельно с настоящими исследованиями, будут опубликованы в следующей работе.

**Заключение.** Продемонстрированы когерентные спиновые манипуляции ансамблей нейтральных дивакансий со спином $S = 1$ в кристалле 6H-SiC в сильных магнитных полях при более чем десятикратном увеличении содержания изотопа $^{13}$C с ядерным магнитным моментом. Известно, что при малых концентрациях азота $< 1$ ppm содержание изотопа $^{13}$C существенно изменяет времена спиновой релаксации NV-центров в алмазе. Такой же эффект ожидается и в SiC, однако, при увеличении содержания $^{13}$C в $\sim$11 раз эффективный бассейн ядерных спинов $\rho_{\mathrm{SiC}}/\rho_{\mathrm{diamond}}$ увеличивается только в 4 раза, т.е. в SiC увеличение содержания изотопа $^{13}$C оказывает меньшее влияние на времена релаксации по сравнению с NV-центрами в алмазе. Полученные времена $T_1 \sim 5$ мс и $T_2 \sim 15$ мкс при $T = 150$ K в высоком магнитном поле близки к соответствующим характеристикам для спиновых центров окраски в кристаллах SiC с природным содержанием изотопов [32].

Авторы работы выражают благодарность Мохову Евгению Николаевичу за предоставление образцов карбида кремния и полезные дискуссии.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 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. 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, Nat. Phys. **10**, 157 (2014).
9. D. J. Christle, A. L. Falk, P. Andrich, P. V. Klimov, J. U. Hassan, N. T. Son, E. Janzén, T. Ohshima, and D. D. Awschalom, Nat. 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, Nat. 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), 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. H. Singh, A. N. Anisimov, I. D. Breev, P. G. Baranov, and D. Suter, Phys. Rev. B **103**, 104103 (2021).
17. H. Singh, M. A. Hollberg, A. N. Anisimov, P. G. Baranov, and D. Suter, Phys. Rev. Research **4**, 023022 (2022).
18. A. N. Anisimov, V. A. Soltamov, I. D. Breev, M. M. Khalisov, R. A. Babunts, A. V. Ankudinov, and P. G. Baranov, JETP Lett. **108**, 610 (2018).
19. A. N. Anisimov, R. A. Babunts, I. D. Breev, V. A. Soltamov, E. N. Mokhov, and P. G. Baranov, JETP Lett. **112**, 774 (2020).
20. R. A. Babunts, A. N. Anisimov, I. D. Breev, A. S. Gurin, A. P. Bundakova, M. V. Muzafarova, E. N. Mokhov, and P. G. Baranov, JETP Lett. **114**, 463 (2021).
21. I. D. Breev, K. V. Likhachev, V. V. Jakovleva, I. P. Veishtort, A. M. Skomorokhov, S. S. Nagalyuk, E. N. Mokhov, G. V. Astakhov, P. G. Baranov, and A. N. Anisimov, JETP Lett. **114**, 274 (2021).
22. N. T. Son, P. Carlsson, J. ul Hassan, E. Janzén, T. Umeda, J. Isoya, A. Gali, M. Bockstedte, N. Morishita, T. Ohshima, and H. Itoh, Phys. Rev. Lett. **96**, 055501 (2006).
23. V. S. Vainer and V. A. Il'in, Sov. Phys. Solid State **23**, 2126 (1981).
24. A. Gruber, A. Drabenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, and C. von Borczyskowski, Science **276**, 2012 (1997).
25. S. Pezzagna and J. Meijer, Appl. Phys. Rev. **8**, 011308 (2021).
26. Р. А. Бабунц, Ю. А. Успенская, А. С. Гурин, А. П. Бундакова, Г. В. Мамин, А. Н. Анисимов, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов, Письма в ЖЭТФ **116**, 481 (2022).
27. H. De Raedt, B. Barbara, S. Miyashita, K. Michielsen, S. Bertaina, and S. Gambarelli, Phys. Rev. B **85**, 014408 (2012).
28. L.-P. Yang, C. Burk, M. Widmann, S.-Y. Lee, J. Wrachtrup, and N. Zhao, Phys. Rev. B **90**, 241203(R) (2014).

29. J. F. Barry, J. M. Schloss, E. Bauch, M. J. Turner, C. A. Hart, L. M. Pham, and R. L. Walsworth, Rev. Mod. Phys. **92**, 015004 (2020).
30. G. Balasubramanian, P. Neumann, D. Twitchen, M. Markham, R. Kolesov, N. Mizuochi, J. Isoya, J. Achard, J. Beck, J. Tissler, V. Jacques, P. R. Hemmer, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, Nat. Mater. **8**, 383 (2009).
31. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, G. V. Mamin, S. B. Orlinskii, I. D. Breev, A. P. Bundakova, R. A. Babunts, A. N. Anisimov, and P. G. Baranov, Phys. Rev. B **104**, 125205 (2021).
32. 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).
33. A. Csóré, N. T. Son, and A. Gali, Phys. Rev. B **104**, 035207 (2021).