03,09

NV⁻-центры в алмазе и карбиде кремния как основа мазеров, работающих при комнатной температуре

© Ю.А. Успенская ¹, А.С. Гурин ¹, М.В. Учаев ¹, А.П. Бундакова ¹, М.В. Музафарова ¹, Е.Н. Мохов ¹, С.С. Нагалюк ¹, В.А. Солтамов ¹, П.Г. Баранов ¹, Р.А. Бабунц ¹, С.Я. Килин ²

Санкт-Петербург, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ",

Москва, Россия

E-mail: yulia.uspenskaya@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 20 августа 2025 г. В окончательной редакции 20 августа 2025 г. Принята к публикации 23 августа 2025 г.

Успешная реализация когерентного микроволнового усиления (мазерного эффекта) при комнатной температуре (300 K) на основе оптически выстроенных триплетных спиновых подуровней отрицательно заряженных азотно-вакансионных центров (NV $^-$) в алмазе ознаменовала новую веху в развитии твердотельных мазеров. В настоящей работе представлен сравнительный анализ спиново-оптических свойств NV $^-$ -центров в алмазе и NV $^-$ -центров в карбиде кремния (SiC) с пониженным содержанием магнитного изотопа 29 Si (I=1/2), с точки зрения перспективности использования последнего для создания мазеров, работающих при комнатной температуре. Продемонстрировано сходство механизмов оптической накачки, формирующей инверсную населенность основного триплетного состояния в обеих системах. Вместе с тем времена поперечной спиновой релаксации $T_2^* \approx 1.5\,\mu s$ для NV $^-$ -центров в изотопно-модифицированном 28 SiC существенно превышают соответствующие значения для алмаза ($T_2^* \approx 0.3\,\mu s$). При этом времена продольной релаксации остаются сопоставимыми с требованиями поддержания инверсной населенности: порядка 1.5 ms для NV $^-$ в алмазе и $100\,\mu s$ для NV $^-$ в 28 SiC. Сочетание возможности выращивания крупных монокристаллов SiC и высокой допустимой концентрации активных центров открывает перспективы для создания масштабируемой и технологически эффективной платформы для твердотельных мазеров, работающих при комнатной температуре.

Ключевые слова: мазер, электронный парамагнитный резонанс, алмаз, карбид кремния, азотновакансионный дефект.

DOI: 10.61011/FTT.2025.09.61616.233-25

1. Введение

Мазеры — приборы, основанные на когерентном усилении микроволн посредством стимулированного излучения, являются важными платформами для сверхчувствительных измерений слабых полей, прецизионной спектроскопии и частотной метрологии [1-3]. Классическим примером твердотельного мазера служат рубиновые кристаллы Al_2O_3 с ионами Cr^{3+} , имеющего основное квартетное спиновое состояние (S = 3/2) [4,5], нашедшие применение в системах дальней космической связи, радиоастрономии [6-8]. Основным условием для возникновения мазерной генерации является создание долгоживущей инверсии населенности спиновых подуровней, характеризуемых расщеплением в микроволновом диапазоне, которое создается под воздействием внешнего магнитного и кристаллического полей. При наличии инверсии слабое микроволновое поле, проходящее через активную среду, индуцирует вынужденные переходы, сопровождающиеся испусканием фотонов той же частоты и фазы, что и возбуждающее поле, приводя к когерентному усилению микроволнового сигнала. При наличии обратной связи в виде резонатора, характеризуемого добротностью Q, такое усиление многократно накапливается, и, если энергия, отдаваемая спиновыми центрами, превышает потери в резонаторе, система переходит в режим устойчивой генерации. Помимо инверсной населенности, возможность достижения такого режима требует соблюдения следующих физических условий: совпадение частоты микроволнового поля с резонансным переходом; длительное время жизни спиновых подуровней, характеризуемое временем спинрешеточной релаксации T_1 ; высокая фазовая спиновая когерентность, характеризуемая временем T_2^* и малые потери в резонаторе, что обеспечивается добротностью Q. Эти требования выражаются через безразмерный параметр кооперативности, (обозначается как C), который определяет способность спиновой системы преодолеть потери и обеспечить генерацию. Данный параметр рассчитывается по следующей формуле:

$$C = \frac{4g_s^2 N}{k_s k_c},$$

где $k_s=2/T_2^*,\ k_c=\omega_c/Q,\ g_s$ — связь одного спина с резонаторной модой, ω_c — частота резонансной моды, N — число активных центров [9].

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,

Для реализации мазерной генерации необходимо выполнение условия C > 1, при котором усиление от активной среды превышает потери в резонаторе. Даже при превышении порогового значения усиления C > 1, устойчивое вынужденное излучение возможно лишь при наличии накачки, обеспечивающей постоянную инверсию населенностей. Условие ее эффективности формулируется через минимально необходимую частоту накачки: $\overline{w}_{thr} = \frac{1}{T_1K(C-1)}$, где T_1 — продольное время релаксации спина, а К — коэффициент эффективности накачки, характеризующий вероятность перевода системы в инверсное спиновое состояние. Это выражение отражает фундаментальное требование: скорость накачки должна превышать скорость спонтанной релаксации, чтобы сохранялась инверсия и обеспечивались условия для устойчивого генерационного режима. Из рассмотрения кооперативности и частоты пороговой накачки ϖ_{thr} становится очевидно, что времена релаксации T_1 и T_2^* активных центров, а также их количество напрямую определяют возможность реализации мазерного эффекта и его эффективность. Добротность резонатора варьируется в диапазоне от 10^3 до 10^9 [10] в зависимости от технического решения и напрямую не относится к спиновым и оптическим свойствам активной среды. Именно комбинация собственных свойств парамагнитных центров и способов создания инверсной населенности приводит к тому, что мазеры на основе ионов переходных металлов в Al₂O₃ функционируют при температуре жидкого гелия. Так, инверсная населенность спиновых подуровней Cr³⁺ при микроволновой накачке достигается при $T \lesssim 4 \,\mathrm{K}$ [5,6,8,11]. При этой температуре, согласно статистике Больцмана, ионы преимущественно находятся на нижнем уровне спинового квартета. Это обеспечивает высокую поляризацию и эффективный перенос накачки на верхние уровни. Низкая температура критична для создания неравновесного распределения, обеспечивающего работу мазеров на Cr^{3+} . При этом время T_1 в этом температурном диапазоне может принимать значения от единиц до сотен миллисекунд [11,12], а T_2^* составляет порядка 10 ns [8]. Вторым способом создания инверсной населенности в системах типа $Al_2O_3: Cr^{3+}$ является использование оптической накачки основного состояния [13]. Однако в электронной спиновой системе ионов хрома при температурах выше 50 К наблюдается значительное укорочение времени спин-решеточной релаксации, согласно зависимости $T_1 \propto T^{-7}$, а при температуре жидкого азота время релаксации T_1 составляет порядка $17 \,\mu s$ [11,12]. Дальнейшее повышение температуры до комнатной приводит к существенному уменьшению этого времени до 3 μs [11]. Как следствие, мазерный эффект при высоких температурах получить не удается, ввиду короткого T_1 , ограничивающего время жизни инверсного состояния.

Из вышеизложенного следует, что для реализации мазеров, функционирующих при комнатной температуре, усиливающая спиновая система должна совмещать: длительные времена T_1 и T_2^* ; эффективную оптическую

накачку, приводящую к инверсной населенности спиновых подуровней; достаточную концентрацию активных центров. Выполнение всех этих условий позволило реализовать первый импульсный твердотельный мазер, работающий при комнатной температуре, где в качестве усиливающей среды использовались молекулы пентацена (N=0.01%) в монокристаллической органической матрице пара-терфенила [14]. За счет оптической накачки удалось создать инверсную населенность между метастабильными триплетными подуровнями молекул пентацена с временем жизни $T_1 \approx 45 \,\mu \text{s}$. В совокупности с относительно длительным временем фазовой когерентности $T_2^* \approx 400 \, \mathrm{ns} \, [15]$ и использованием высокодобротного ($Q = 1.8 \cdot 10^5$) резонатора это позволило получить когерентные микроволновые импульсы длительностью около 450 μ s на частоте 1.45 GHz при $T \approx 300$ K. Таким образом, стало очевидно, что оптически поляризованные спиновые состояния в твердотельных матрицах при наличии всех вышеперечисленных свойств могут стать основой для разработки высокоэффективных мазеров, работающих при комнатной температуре. Для этих целей было предложено использовать оптически выстроенные триплетные (S=1) спиновые состояния отрицательно заряженных азотно-вакансионных центров (NV^{-}) в алмазе [16] и квартетные состояния (S = 3/2)вакансий кремния в карбиде кремния (SiC) [17]. Оба типа этих центров обладают длительными временами когерентности при комнатной температуре и оптически индуцированной инверсной населенностью спиновых подуровней [16,18]. Так, типичные времена T^1 и T_2^* составляют порядка 2-5 ms и 200-500 ns [19-21], соответственно, для ансамблей NV--центров в алмазе. Для ансамблей $V_{\rm Si}^-$ центров в SiC наблюдаются следующие времена релаксации T_1 и T_2^* : $100-300\,\mu s$ [22,23] и $250-300\,\mathrm{ns}$ [24,25], соответственно. Это позволило продемонстрировать мазерную генерацию с использованием таких активных сред, как алмаз (NV⁻) [20] и карбид кремния (V_{Si}^-) [25]. Особую значимость представляет достижение мазерного эффекта при комнатной температуре как в органических, так и в неорганических кристаллах, т.е. без использования криогенной техники [9,26–29].

Значительный интерес вызывает карбид кремния высокотехнологичный полупроводниковый материал, для которого уже разработана технология выращивания объемных кристаллов диаметром более 4-дюймов с воспроизводимыми параметрами. Методы микроволновой и оптической спектроскопии показали наличие в SiC NV--центров по своей природе, структуре и спиновым свойствам схожих с NV⁻-центрами в алмазе [30–32]. На рис. 1 приведены микроскопические модели этих центров в решетке алмаза и карбида кремния политипа 6H. NV-центр в SiC представляет собой комплекс, состоящий из отрицательно заряженной вакансии кремния (V_{Si}^{-}) и ближайшего к ней атома азота, в позиции замещения углеродного атома (N_C) [30–32]. Поскольку политип 6*H*-SiC характеризуется наличием трех неэквивалентных кристаллографических позиций: одной

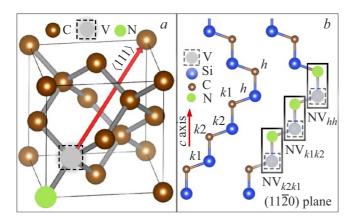


Рис. 1. (a) Микроскопическая модель NV-центра в решетке алмаза. Кристаллографическое направление $\langle 111 \rangle$ указано красной стрелкой. (b) Структура решетки 6H-SiC в плоскости ($11\bar{2}0$). Направление гексагональной оси c показано красной стрелкой. Обозначены неэквивалентные позиции: гексагональная (b) и квазикубические (b_1 , b_2).

гексагональной (h) и двух квазикубических (k1, k2), то NV-центры в 6H могут быть сформированы в конфигурациях, включающих три аксиальные $(NV_{hh}, NV_{k2k1}, NV_{k1k2})$ и три базальные $(NV_{hk1}, NV_{k1h}, NV_{k2k2})$.

В рамках данной работы будет рассмотрена только аксиальная конфигурация NV_{k1k2} , на примере которой проводится сравнительный анализ спиновых и оптических свойств NV-центров в алмазе и в изотопномодифицированном $6H^{-28}$ SiC с пониженным содержанием магнитного изотопа 29 Si (I=1/2) с целью продемонстрировать перспективность системы $6H^{-28}$ SiC: NV^- в качестве активной среды для мазеров, работающих при комнатной температуре [33].

2. Экспериментальная часть

Кристаллы карбида кремния 6H-28SiC с пониженным содержанием магнитного изотопа кремния 29 Si (I=1/2) были получены методом сублимационного осаждения из паровой фазы при высоких температурах (Physical Vapour Transport — PVT) [34] с использованием прекурсора, обогащенного немагнитным изотопом ²⁸Si. В качестве затравочной подложки применялась стандартная пластина 6H-SiC с природным изотопным составом: ²⁹Si (4.7%, I = 1/2), ²⁸Si (92.2%, I = 0), ³⁰Si (3.1%, I=0), а также углеродные изотопы ¹²С (98.9 %, I=0) и 13 С (1.1 %, I=1/2). В качестве источника изотопа ²⁸Si применялся промышленно доступный порошковый прекурсор с уровнем чистоты 99.98% по содержанию данного изотопа. Таким образом концентрации изотопов ²⁹Si и ³⁰Si в исходном материале были снижены более чем на порядок по сравнению с их естественным содержанием. Для создания NV--центров выращенные образцы подвергались облучению электронами с энергией $2 \,\mathrm{MeV}$ при дозе $2 \cdot 10^{18} \,\mathrm{cm}^{-2}$, после чего отжигались при температуре 900 °C в течение двух часов в атмосфере аргона. Эксперименты методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) проводились в непрерывном и в импульсном режимах с использованием коммерческих спектрометров Bruker ESP300 и E680 в диапазонах частот 9.4 GHz (X-диапазон) и 94 GHz (W-диапазон), соответственно. Спектры ЭПР регистрировались в импульсном режиме путем измерения интегральной интенсивности сигнала электронного спинового эха (ЭСЭ, electron spin echo — ESE) в зависимости от магнитного поля В с использованием последовательности Хана: $\pi/2 - \tau - \pi - \tau$ — ESE. Длительность $\pi/2$ -импульса составила 44 ns, а задержка — $\tau = 280$ ns. Схематически последовательность представлена на вставке рис. 2, а. Исследования были выполнены при комнатной температуре $(T = 300 \,\mathrm{K})$ с использованием оптического возбуждения лазерами с длиной волны 532 nm для NV⁻центров в алмазе и 980 nm для NV-центров в SiC.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектры электронного спинового эха NV--центров в алмазе и SiC, зарегистрированные в W-диапазоне при температуре $T = 300 \,\mathrm{K}$ с оптическим возбуждением лазером $\lambda = 532\,\mathrm{nm}$. Набор аксиальных NV-центров в SiC указан стрелками, расщепления между спектральными линиями ЭПР по магнитному полю соответствует удвоенной величине расщепления спиновых подуровней триплета (S=1) в нулевом магнитном поле (Zero Field Splitting — ZFS), схематично обозначенной на рис. 2, c как 2D. А именно, $\Delta B \cong 2D/g\mu_B$, где D — это величина ZFS, g — электронный g-фактор $(g \approx 2.00), \, \mu_B$ — магнетон Бора. Определенные таким образом параметры D имеют следующие значения: для $\mathrm{NV}_{\mathit{hh}}\!{:}\ D pprox 1.33\,\mathrm{GHz};\$ для $\mathrm{NV}_{\mathit{k2k1}}\!{:}\ D pprox 1.28\,\mathrm{GHz};\$ для NV_{k1k2} : $D \approx 1.36\, {
m GHz}$. Полученные результаты полностью согласуются с данными, ранее установленными методами микроволновой спектроскопии [31,35,36]. В алмазе, как и в SiC, наблюдаются сигналы ЭПР NV-центров. Имеет смысл рассмотреть спектральные линии с максимальным расщеплением между компонентами тонкой структуры в магнитном поле, что соответствует NV-центрам, ориентированным по направлению (111) решетки алмаза, которое совпадает с направлением постоянного магнитного поля. Параметр ZFS для NV-центров в алмазе имеет значение $D = 2.87 \, \text{GHz}$ [16]. Ввиду того, что расщепление между спектральными линиями в эксперименте составляет $195.9 \,\mathrm{mT}$ (рис. 2, b), можно установить, что отклонение магнитного поля составляет порядка 9.5° от идеальной ориентации. Важной особенностью спектров как в SiC, так и в алмазе является ярко выраженная картина спинового выстраивания основного состояния за счет спин-зависимой оптической накачки с участием процесса безызлучательной рекомбинации из возбужденного состояний ³Е через метастабильное состояние (MS) в основное. Цикл оптической накачки схематически представлен на рис. 2, c,

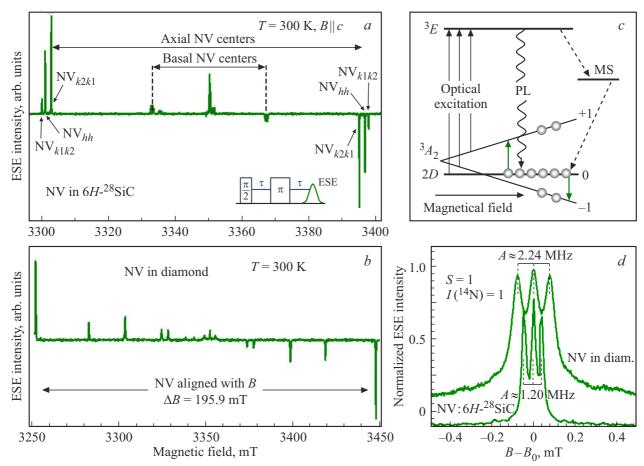


Рис. 2. (a) Спектр ЭПР NV⁻-центров в $6H^{-28}$ SiC, зарегистрированный при ориентации внешнего магнитного поля **В** \parallel **c** и оптическом возбуждении $\lambda = 532\,\mathrm{nm}$. На вставке показана импульсная последовательность Хана, используемая для регистрации спектров ЭПР NV⁻-центров в алмазе и SiC. Сигналы ЭПР аксиальных и базальных NV⁻-центров обозначены горизонтальными стрелками. Магнитные дипольные переходы между спиновыми подуровнями аксиальных центров в низком $(m_S = 0 \leftrightarrow m_S = +1)$ и в высоком $(m_S = 0 \leftrightarrow m_S = -1)$ магнитных полях обозначены стрелками: NV_{hh} , NV_{k2k1} , NV_{k1k2} . (b) Спектр ЭПР NV^- -центров в алмазе, зарегистрированный при ориентации поля **B** с отклонением на $\pm 9.5^{\circ}$ от оси $\langle 111 \rangle$ алмазной решетки. Горизонтальной стрелкой показаны переходы между спиновыми подуровнями NV $^-$ -центров $m_S=0 \leftrightarrow m_S=+1$ и $m_S=0 \leftrightarrow m_S=-1$, с главной z-осью **D**-тензора, совпадающей с направлением магнитного поля. (c) Диаграмма процесса оптической накачки спиновых подуровней NV⁻-центров в алмазе и в SiC. Оптическое возбуждение из основного состояния (³A₂) в возбужденное (³E) показано вертикальной стрелкой. Канал безызлучательной спин-зависимой рекомбинации из ³Е в ³A₂ через метастабильное состояние (MS) показан пунктирными стрелками. Спин-зависимая фотолюминесценция обозначена PL. Преимущественное заселение подуровня $m_S = 0$ в 3 A_2 схематично показано кружками. Зелеными стрелками показаны разрешенные переходы ЭПР с учетом их инвертированного характера. Разделение спиновых подуровней в нулевом магнитном поле обозначено как 2D. (d) Три линии СТС, возникающие из-за взаимодействия электронного спина NV-центров с ядерным спином 14 N (I=1). Спектры построены в координатах $B-B_0$, где B_0 соответствует значениям резонансных магнитных полей центральных компонент СТС $(m_S = 0, m_I = 0) \leftrightarrow (m_S = 1, m_I = 0)$ в алмазе и в $6H^{-28}$ SiC. СТС обозначены штриховыми линиями с указанием константы Aв МНz.

он приводит к преимущественному заселению спинового подуровня $m_S = 0$, формируя инверсную населенность относительно состояния с проекцией спина $m_S = -1$.

Создание инверсной населенности хорошо наблюдается в спектрах ЭПР ввиду инвертированности фаз сигналов магнитного резонанса одноименных центров в низких и высоких магнитных полях. При этом, резонансное излучение микроволн регистрируется на высокополевых компонентах, соответствующих переходу $m_S = 0 \leftrightarrow m_S = -1$, что иллюстрируется диаграммой,

представленной на рис. 2, c. Таким образом, основное требование для создания мазера, связанное с инверсией населенности у NV-центров в SiC, реализуется посредством механизма рекомбинации, характерного для NV-центров в алмазе, инверсия происходит относительно подуровня $m_S=-1$.

Рассмотрим сверхтонкое взаимодействие (СТВ) электронного спина NV-центров в кристаллических матрицах с собственным ядерным спином атома азота, входящего в состав NV-центра. Ввиду того, что изотоп

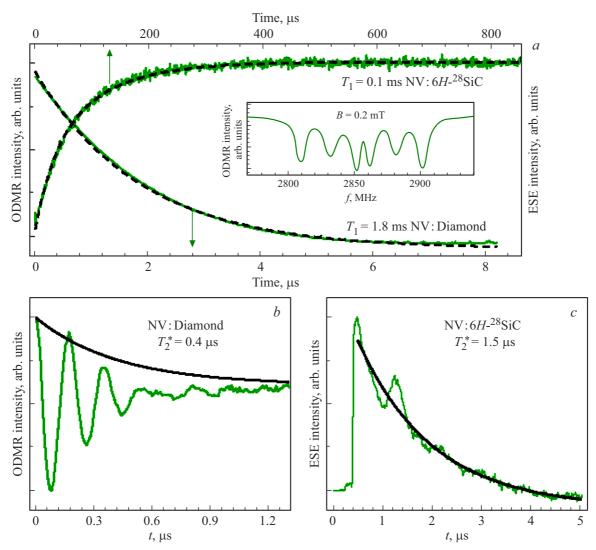


Рис. 3. (a) Зависимости спин-решеточной релаксации, измеренные для NV⁻-центров в алмазе и для NV_{k2k1} в $6H^{-28}$ SiC методами ЭСЭ в W-диапазоне и ОДМР в магнитном поле $\mathbf{B}=0.2\,\mathrm{mT}$, соответственно. На вставке представлен спектр ОДМР, пунктирной линией обозначена частота сигнала, на которой проводились измерения релаксационных характеристик. Для регистрации кривой релаксации NV $_{k2k1}$ -центров по изменению амплитуды спинового эха низкополевой компоненты тонкой структуры в зависимости от времени задержки Δ после инвертирующего π импульса использовалась импульсная последовательность: $\pi - \Delta - \pi/2 - \tau - \pi - \tau$ —ESE. Магнитно-дипольный переход $m_S = 0 \leftrightarrow m_S = -1$ использовался для определения времени релаксации NV⁻-центров в алмазе методом ОДМР. Применялась следующая последовательность микроволновых импульсов: $\pi - \Delta - \pi/2 - \tau - \pi - \tau - \pi/2$ —ООМR, в которой последний $\pi/2$ импульс прикладывался для переноса когерентности в населенность состояния $m_S = 0$. (b) Осцилляции Раби, наблюдаемые при возбуждении перехода $m_S = 0 \leftrightarrow m_S = -1$ резонансным СВЧ-импульсом переменной длительности $t + \Delta t$ в магнитном поле $\mathbf{B} = 0.2\,\mathrm{mT}$. (c) Сигнал спада свободной индукции NV $_{k2k1}$ -центров, зарегистрированный на низкополевой компоненте тонкой структуры после возбуждающего микроволнового импульса.

 14 N обладает ядерным спином I=1, то для рассматриваемых центров сверхтонкая структура (СТС) будет состоять из трех эквидистантных линий (n=2I+1) с расщеплением между линиями, равным величине СТВ, характеризуемого константой A. Это хорошо видно на рис. 2,d. Также заметно, что и СТВ, и ширина сверхтонких компонент NV $^-$ -центров в $6H^{-28}$ SiC значительно меньше аналогичных параметров для NV $^-$ -центров в алмазе. А именно, $A(^{14}$ N) в SiC составляет всего $1.20\,\mathrm{MHz}$, тогда как для алмаза $A(^{14}$ N) $\approx 2.24\,\mathrm{MHz}$, что согласуется с результатами экспериментов по двойному

электронно-ядерному резонансу [37–39]. Таким образом, величина СТВ NV⁻-центра в алмазе с ¹⁴N в два раза превышает аналогичную величину для NV⁻-центра с ¹⁴N в SiC. И СТВ с ¹⁴N, и механизмы неоднородного уширения линии магнитного резонанса являются ограничивающими факторами эффективного поперечного времени спиновой релаксации (фазовой когерентности), которое определяется как: $T_2^* = 1/(\gamma_e H_{1/2})$, где $H_{1/2}$ — ширина линии на полувысоте в единицах постоянного магнитного поля, а γ_e — гиромагнитное отношение для электрона. Очевидно, что такой ключевой параметр для

реализации мазера, как T_2^* , в случае NV $^-$ -центров в $6H^{-28}{
m SiC}$ выглядит предпочтительней, что делает данную систему более перспективной для практического применения.

Стоит отдельно подчеркнуть схожесть этих двух центров в кристаллических матрицах алмаза и SiC, что хорошо прослеживается на примере анализа такого параметра, как расщепление в нулевом магнитном поле (параметр D). Принимая во внимание, что в основном состояние центра расщепление, преимущественно определяется спин-спиновым взаимодействием [40], можно провести прямой анализ масштабирования величины этого взаимодействия при переходе от решетки алмаза к решетке SiC. Начнем с анализа значения D в алмазе: $D=rac{3\mu_0}{16\pi h}\cdotrac{(g\mu_B)^2}{\langle r
angle^3},$ где $\langle r
angle$ — среднее расстояние между неспаренными электронами. Используя это приближение и значение $D = 2.87\,\mathrm{GHz}$ для NV^- -центра в алмазе [16,38], можно определить, что среднее расстояние между неспаренными электронами, формирующими триплет, составляет около 2.4 Å, что сопоставимо с расстоянием 2.43 Амежду базальными атомами углерода, окружающими углеродную вакансию, на которых локализована основная часть спиновой плотности. В 6*H*-SiC это расстояние больше и составляет примерно 3.08 Å. Таким образом, можно предположить, что для NV-центров в 6H-SiC значение ZFS будет меньше примерно в $(3.08/2.43)^3 \approx 2.18$ раза, то есть около 1.32 GHz. Это значение хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными для NV-центров в 6H- 28 SiC и наглядно демонстрирует структурную схожесть этих центров в алмазе и SiC. Согласованность достигается путем прямого перерасчета основного спектроскопического параметра D через кристаллические параметры матрицы.

Проанализировав сходство оптических и спиновых свойств NV-центров в SiC и алмазе, представляем сравнительный анализ их спиновой динамики. Исследование выполнено путем измерения времен спин-решеточной релаксации и фазовой памяти. Полученные результаты приведены на рис. 3. На рис. 3, a-c зеленым цветом показаны экспериментальные данные, черным — аппроксимация моноэкспоненциальной функцией.

Экспериментальные данные по измерению продольного времени релаксации в SiC аппроксимировались биэкспоненциальной функцией $I(\Delta) = I_0 + A_1 \cdot e^{(-\Delta/T_1)}$ $+A_2 \cdot e^{(-\Delta/T_1')}$ с характеристическими временами спин-решеточной релаксации $T_1 = 0.1 \, \mathrm{ms}$ и $T_1' = 32 \, \mu \mathrm{s}$. Время спин-решеточной релаксации $T_1 = 1.86 \, \mathrm{ms}$ для NV-центров в алмазе было получено путем аппроксимации кривой релаксации моноэкспоненциальной $I(\Delta) = I_0 + B \cdot e^{(-\Delta/T_1)}.$ функцией Аппроксимация осцилляций Раби и кривой спада свободной индукции моноэкспоненциальной функцией $I(t) = I_0 + C \cdot e^{(-t/T_2^*)}$ выявили времена фазовой памяти $T_2^* = 0.4 \, \mu \mathrm{s}$ и $T_2^* = 1.5 \,\mu$ s для NV⁻-центров в алмазе и 6*H*-²⁸SiC, соответственно. Таким образом, NV--центры в карбиде кремния 6H- 28 SiC характеризуются более короткими временами спин-решеточной релаксации сравнению с аналогичными центрами в алмазе. Однако, несмотря на это, они обладают существенно более длительным временем фазовой памяти, превышающим типичные значения для NV--центров в алмазе в 3-5 раз. Это позволяет заключить, что спиновые NV--центры в изотопно-очищенных матрицах карбида кремния представляют собой перспективную платформу для реализации мазеров, работающих при комнатной температуре. Этот вывод подтверждается экспериментальными результатами по мазерной генерации на вакансионных кремниевых центрах V_{Si} - в карбиде кремния. Несмотря на сопоставимые времена спин-решеточной релаксации этих центров с NV^- -центрами в $6H^{-28}SiC$, время их фазовой памяти составляет лишь 250-300 ns.

4. Заключение

В работе проведен сравнительный анализ спиновых и оптических свойств NV--центров в алмазе и в изотопно-модифицированном карбиде кремния $6H^{-28}$ SiC. Особое внимание уделялось оценке их перспективности в качестве активной среды для создания твердотельных мазеров, работающих при комнатной температуре. Несмотря на более короткие времена спин-решеточной релаксации (T_1) NV⁻-центров в $6H^{-28}$ SiC по сравнению с аналогичными центрами в алмазе, их время фазовой когерентности существенно выше значений для алмаза (1.5 мкс против $\sim 0.4 \, \mu s$). Это связано с меньшим сверхтонким взаимодействием с ядерным спином азота, входящего в состав центра и снижением неоднородного уширения за счет использования изотопно-очищенной матрицы. Оптическая накачка, приводящая к инверсной населенности триплетного основного состояния в NV⁻центрах SiC посредством механизма, схожего с тем, что наблюдается в алмазе, в сочетании с высокой структурной и спектроскопической идентичностью этих центров, позволяют рассматривать систему 6H- 28 SiC:NV $^{-}$ как перспективную альтернативу алмазу для создания мазеров нового поколения. Преимуществом SiC является технологическая масштабируемость материала и возможность выращивания крупных монокристаллов. Совокупность этих факторов открывает путь к созданию компактных, стабильных и энергоэффективных твердотельных мазеров, способных работать при комнатной температуре.

Финансирование работы

Данная работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение о предоставлении гранта № 075-15-2024-556).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N. Basov, A. Prokhorov. J. Exp. Theor. Phys. 1, 185 (1955).
- [2] J.P. Gordon, H.J. Zeiger, C.H. Townes. Phys. Rev., 99, 1264 (1955).
- [3] C. Audoin, J. Vanier. J. Phys. E: Sci. Instrum. 9, 697 (1976).
- [4] G. Makhov, C. Kikuchi, J. Lambe, R.W. Terhune. Phys. Rev. 109, 1399–1400 (1958).
- [5] H.E.D. Scovil, G. Feher, H. Seidel. Phys. Rev. 105, 762 (1957).
- [6] R.C. Clauss, J.S. Shell. Ruby masers. In Low-Noise Systems in the Deep Space Network (ed. Reid, M.S.) (Deep Space Communication and Navigation Series, Jet Propulsion Laboratory, Caltech, 2008).
- [7] R. Forward, F. Goodwin, J. Kiefer. "Application of a solid-state ruby maser to an X-band radar system," in WESCON/59 Conference Record (IEEE, 1959), Vol. 3, pp. 119–125.
- [8] А. Сигмен. Мазеры. М., Мир, 1966.
- [9] D.M. Arroo, N.McN. Alford, J.D. Breeze. Appl. Phys. Lett. 119, 140502 (2021);
- [10] A. Barannik, N. Cherpak, A. Kirichenko, Y. Prokopenko, S. Vitusevich, and V. Yakovenko. Int. J. Microwave Wireless Technol. 9, 781–796 (2017).
- [11] Г.М. Зверев, Ш.В. Марлов, Л.С. Корниенко, А.А. Маиенков, А.Ш. Прохоров. УФН, 77 61—108 (1962).
- [12] J.H. Pace, D.F. Sampson, J.S. Thorp. Phys. Rev. Lett. 4, 18 (1960).
- [13] H. Hsu, F.K. Tittel. Optical pumping of microwave masers. Proc. IEEE **51**, 185–189 (1963).
- [14] M. Oxborrow, J.D. Breeze, N.M. Alford. Nature 488, 353–356 (2012).
- [15] A. Mena, S.K. Mann, A. Cowley-Semple, E. Bryan, S. Heutz, D.R. McCamey, M. Attwood, S.L. Bayliss. Phys. Rev. Lett. 133, 120801 (2024)
- [16] J. Loubser, J. Van Wyk. "Optical spin-polarisation in a triplet state in irradiated and annealed type 1b diamonds", Diamond Res. 1977, 11–14.
- [17] H. Kraus, V. Soltamov, D. Riedel, S. V€ath, F. Fuchs, A. Sperlich, P. Baranov, V. Dyakonov, G. Astakhov. Nat. Phys. 10, 157–162 (2014).
- [18] V.A. Soltamov, A.A. Soltamova, P.G. Baranov, I.I. Proskuryakov. Phys. Rev. Lett. 108, 226402 (2012)
- [19] A. Jarmola, V.M. Acosta, K. Jensen, S. Chemerisov, D. Budker. Phys. Rev. Lett. 108, 197601 (2012)
- [20] J.D. Breeze, E. Salvadori, J. Sathian, N. McN. Alford1, C.W.M. Kay. Nature 555, 493-496 (2018)
- [21] V.M. Acosta, E. Bauch, M.P. Ledbetter, C. Santori, K.-M.C. Fu, P.E. Barclay, R.G. Beausoleil, H. Linget, J.F. Roch, F. Treussart, S. Chemerisov, W. Gawlik, D. Budker. Phys. Rev. B 80, 115202 (2009)
- [22] C. Kasper, D. Klenkert, Z. Shang, D. Simin, A. Gottscholl, A. Sperlich, H. Kraus, C. Schneider, S. Zhou, M. Trupke, W. Kada, T. Ohshima, V. Dyakonov, V. Astakhov. Phys. Rev. Applied 13, 044054 (2020)
- [23] 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, P.G. Baranov. Phys. Rev. B 103, 195201 (2021)
- [24] D. Simin, H. Kraus, A. Sperlich, T. Ohshima, G.V. Astakhov, V. Dyakonov. Phys. Rev. B 95, 161201(R) (2017).
- [25] A. Gottscholl, M. Wagenhöfer, V. Baianov, V. Dyakonov, A. Sperlich. arXiv:2312.08251 (2023)
- [26] C.B. Rodriguez. arXiv:2308.00848 (2023)

- [27] H. Wu, X. Xie, W. Ng, S. Mehanna, Y. Li, M. Attwood, M. Oxborrow. Phys. Rev. Appl. 14, 6, 064017 (2020)
- [28] H. Wu, S. Mirkhanov, W. Ng, M. Oxborrow. Phys. Rev. Lett. 127, 5, 053604 (2020)
- [29] Wern Ng, Yongqiang Wen, M. Attwood; D.C. Jones; M. Oxborrow, N. McN. Alford, D. M. Arroo. Appl. Phys. Lett. 124, 044004 (2024)
- [30] H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, E. Rauls, U. Gerstmann. Phys. Rev. B 92, 064104 (2015).
- [31] Kh. Khazen, H.J. von Bardeleben, S.A. Zargaleh, J.L. Cantin, 1 Mu Zhao, W. Gao, T. Biktagirov, U. Gerstmann. Phys. Rev. B 100, 205202 (2019).
- [32] F.F. Murzakhanov, M.A. Sadovnikova, G.V. Mamin, S.S. Nagalyuk, H.J. von Bardeleben, W.G. Schmidt, T. Biktagirov, U. Gerstmann, V.A. Soltamov. J. Appl. Phys. 134, 123906 (2023).
- [33] Патент РФ 2523744. Активный материал для мазера с оптической накачкой и мазер с оптической накачкой / П.Г. Баранов, Р.А. Бабунц, А.А. Солтамова, В.А. Солтамов, А.П. Бундакова. Заявл. 24.08.2012. Опубл. 20.07.2014.
- [34] Yu.A. Vodakov, E.N. Mokhov, M.G. Ramm, A.D. Roenkov. Krist. Tech., 14, 729 (1979).
- [35] Е.Н. Мохов, С.С. Нагалюк, О.П. Казарова, С.И. Дорожкин, В.А. Солтамов. ФТТ **67**, *1*, 114 (2025). [E.N. Mokhov, S.S. Nagalyuk, O.P. Kazarova, S.I. Dorozhkin, V.A. Soltamov. Phys. Sol. St. **67**, *1*, 114–120 (2025).]
- [36] F.F. Murzakhanov, D.V. Shurtakova, E.I. Oleynikova, G.V. Mamin, M.A. Sadovnikova, O.P. Kazarova, E.N. Mokhov, M.R. Gafurov, V.A. Soltamov. Appl. Magn. Reson. 55, 1175–1182 (2024).
- [37] B.V. Yavkin, G.V. Mamin, S.B. Orlinskii. J. Magn. Reson. 262, 15 (2016).
- [38] X.F. He, N.B. Manson, P.T.H. Fisk. Phys. Rev. B 47, 8809 (1993).
- [39] L.R. Latypova, I.N. Gracheva, D.V. Shurtakova, F.F. Murzakhanov, M.A. Sadovnikova, G.V. Mamin, M.R. Gafurov. J. Phys. Chem. C 2024, 128, 43, 18559—1856.
- [40] T. Biktagirov, W.G. Schmidt, U. Gerstmann. Phys. Rev. Research 2, 022024(R) (2020).

Редактор Т.Н. Василевская