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]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
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, азотно-вакансионный 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 спин-решеточной 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].

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: $\varpi_{thr} = \frac{1}{T_1 K(C-1)}$, где T_1 — продольное время релаксации спина, а K — 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 Al_2O_3 функционируют при температуре жидкого гелия. Так, инверсная населенность спиновых подуровней Cr^{3+} при микроволновой накачке достигается при $T \lesssim 4$ 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 K 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 $3\,\mu$s [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 $T_1 \approx 45\,\mu$s. В совокупности с относительно длительным временем фазовой когерентности $T_2^* \approx 400$ ns [15] и использованием высокодобротного ($Q = 1.8 \cdot 10^5$) резонатора это позволило получить когерентные микроволновые импульсы длительностью около $450\,\mu$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_{Si}^- центров в SiC наблюдаются следующие времена релаксации T_1 и T_2^*: 100–300 μs [22,23] и 250–300 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 6H-SiC характеризуется наличием трех неэквивалентных кристаллографических позиций: одной

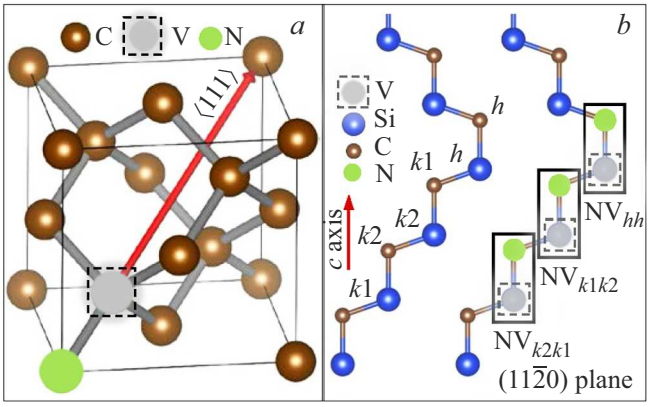

Рис. 1. (a) Микроскопическая модель NV-центра в решетке алмаза. Кристаллографическое направление $\langle 111 \rangle$ указано красной стрелкой. (b) Структура решетки 6H-SiC в плоскости $(11\bar{2}0)$. Направление гексагональной оси c показано красной стрелкой. Обозначены неэквивалентные позиции: гексагональная (h) и квазикубические (k_1, k_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 изотопно-модифицированном 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-^{28}SiC 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 ^{28}Si. В качестве затравочной подложки применялась стандартная пластина 6H-SiC с природным изотопным составом: ^{29}Si (4.7 %, $I = 1/2$), ^{28}Si (92.2 %, $I = 0$), ^{30}Si (3.1 %, $I = 0$), а также углеродные изотопы ^{12}C (98.9 %, $I = 0$) и ^{13}C (1.1 %, $I = 1/2$). В качестве источника изотопа ^{28}Si применялся промышленно доступный порошковый прекурсор с уровнем чистоты 99.98 % по содержанию данного изотопа. Таким образом концентрации изотопов ^{29}Si и ^{30}Si 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 MeV при дозе $2 \cdot 10^{18}$ 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 **B** 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, a. Исследования были выполнены при комнатной температуре ($T = 300$ 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 $T = 300$ K с оптическим возбуждением лазером $\lambda = 532$ 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 ($g \approx 2.00$), μ_B — магнетон Бора. Определенные таким образом параметры D имеют следующие значения: для NV_{hh}: $D \approx 1.33$ GHz; для NV_{k2k1}: $D \approx 1.28$ GHz; для NV_{k1k2}: $D \approx 1.36$ 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 $\langle 111 \rangle$ решетки алмаза, которое совпадает с направлением постоянного магнитного поля. Параметр ZFS для NV^--центров в алмазе имеет значение $D = 2.87$ GHz [16]. Ввиду того, что расщепление между спектральными линиями в эксперименте составляет 195.9 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 ^{3}E через метастабильное состояние (MS) в основное. Цикл оптической накачки схематически представлен на рис. 2, c,

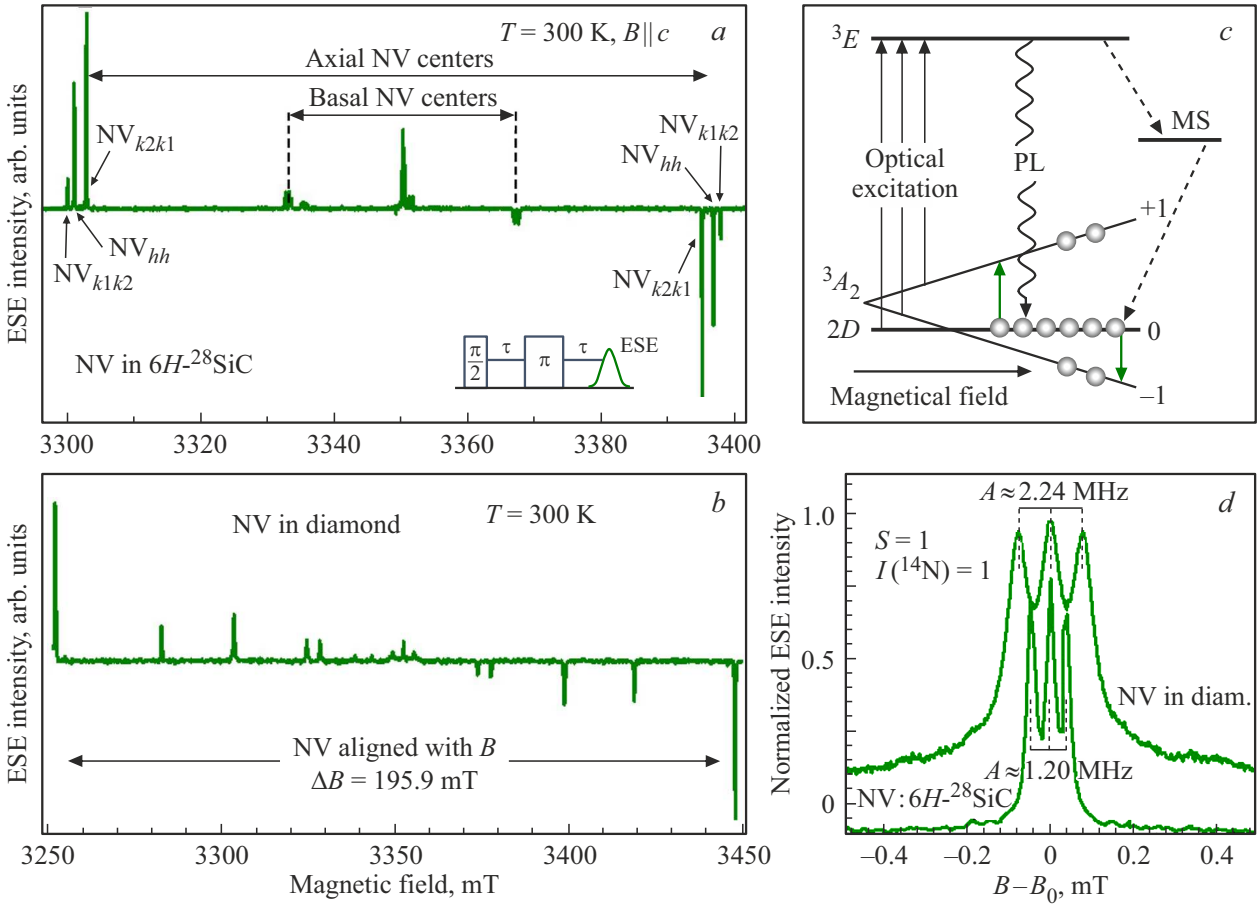

Рис. 2. (*a*) Спектр ЭПР NV^--центров в $6H$-^{28}SiC, зарегистрированный при ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и оптическом возбуждении $\lambda = 532$ nm. На вставке показана импульсная последовательность Хана, используемая для регистрации спектров ЭПР NV^--центров 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 $\mathbf{B}$ 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 $\mathbf{D}$-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 ($^3A_2$) в возбужденное (^3E) показано вертикальной стрелкой. Канал безызлучательной спин-зависимой рекомбинации из ^3E в $^3A_2$ через метастабильное состояние (MS) показан пунктирными стрелками. Спин-зависимая фотолюминесценция обозначена PL. Преимущественное заселение подуровня $m_S = 0$ в $^3A_2$ 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 $\mathbf{B} - \mathbf{B}_0$, где $\mathbf{B}_0$ 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 A в MHz.

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

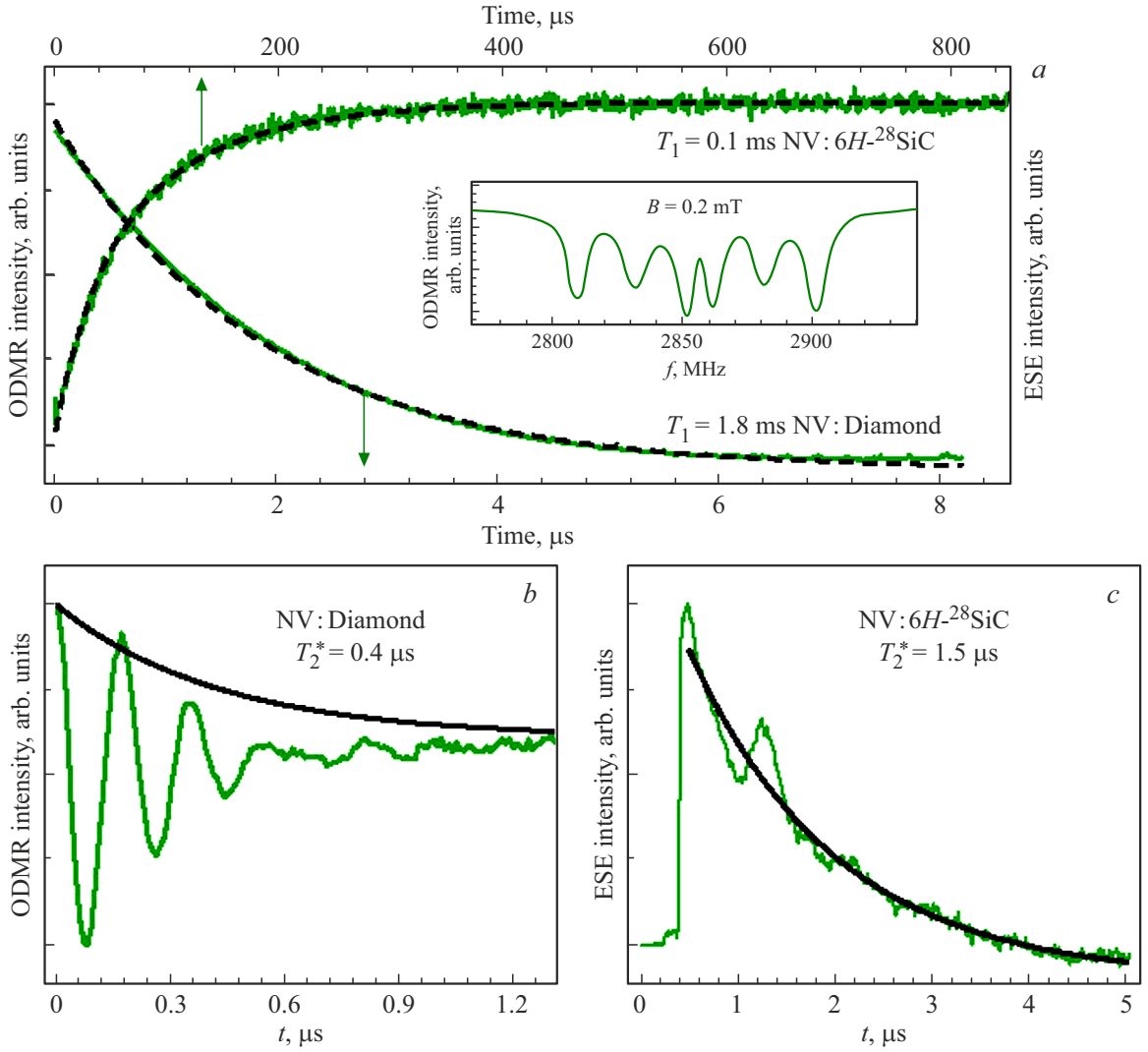

Рис. 3. (*a*) Зависимости спин-решеточной релаксации, измеренные для NV^--центров в алмазе и для NV_{k2k1} в $6H$-^{28}SiC методами ЭСЭ в W-диапазоне и ОДМР в магнитном поле $\mathbf{B} = 0.2$ mT, соответственно. На вставке представлен спектр ОДМР, пунктирной линией обозначена частота сигнала, на которой 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: $\pi-\Delta-\pi/2-\tau-\pi-\tau-\pi/2-$ODMR, 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 $\mathbf{B} = 0.2$ 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, $A(^{14}\text{N})$ в SiC составляет всего 1.20 MHz, тогда как для алмаза $A(^{14}\text{N}) \approx 2.24$ MHz, что согласуется с результатами экспериментов по двойному электронно-ядерному резонансу [37–39]. Таким образом, величина СТВ NV^--центра в алмазе с ^{14}N в два раза превышает аналогичную величину для NV^--центра с ^{14}N в SiC. И СТВ с ^{14}N, 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}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: $D = \frac{3\mu_0}{16\pi h} \cdot \frac{(g\mu_B)^2}{\langle r \rangle^3}$, где $\langle r \rangle$ — среднее расстояние между неспаренными электронами. Используя это приближение и значение $D = 2.87$ 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 Åмежду базальными атомами углерода, окружающими углеродную вакансию, на которых локализована основная часть спиновой плотности. В $6H$-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 $T_1 = 0.1$ ms и $T_1' = 32\,\mu$s. Время спин-решеточной релаксации $T_1 = 1.86$ ms для NV-центров в алмазе было получено путем аппроксимации кривой релаксации моноэкспоненциальной функцией $I(\Delta) = I_0 + B \cdot e^{(-\Delta/T_1)}$. Аппроксимация осцилляций Раби и кривой спада свободной индукции моноэкспоненциальной функцией $I(t) = I_0 + C \cdot e^{(-t/T_2^*)}$ выявили времена фазовой памяти $T_2^* = 0.4\,\mu$s и $T_2^* = 1.5\,\mu$s для NV^--центров в алмазе и $6H$-^{28}SiC, соответственно. Таким образом, NV^--центры в карбиде кремния $6H$-^{28}SiC характеризуются более короткими временами спин-решеточной релаксации T_1 по 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,1 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