Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 2, с. 116 – 122

Температурная стабильность спиновых дефектов в 6*H*-SiC на основе данных фотолюминесценции и электронного парамагнитного резонанса

Ю. Е. Ермакова[+1)], *И. Н. Грачева*[+], *Ф. Ф. Мурзаханов*[+], *А. Н. Смирнов*[*], *И. А. Елисеев*[*], *О. П. Казарова*[*], *Г. В. Мамин*[+], *М. Р. Гафуров*[+]

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

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

Поступила в редакцию 18 июня 2025 г.
После переработки 18 июня 2025 г.
Принята к публикации 20 июня 2025 г.

Методами высокочастотного электронного парамагнитного резонанса и люминесцентного анализа изучены спиновые и оптические свойства двух основных типов спиновых дефектов (NV-центров и дивакансий) в изотопно-очищенном кристалле $6H$-^{28}SiC в зависимости от температуры образца. Установлено, что с повышением температуры кристалла от 40 до 140 К отношение интенсивностей сигналов электронного парамагнитного резонанса от дивакансий к сигналам от NV-дефектов монотонно уменьшается, а при температурах выше 140 К сигналы от дивакансий перестают наблюдаться. Анализ оптических характеристик дефектов при изменении температуры кристалла с определением величин энергии активации показал, что все типы центров окраски, вне зависимости от позиции в кристаллической решетке и типа симметрии (C_{1h} и C_{3v}), обладают механизмом теплового тушения люминесценции. Полученные результаты указывают на возможность совместного размещения электронных кубитов на основе NV-центров и дивакансий в пределах одной матрицы карбида кремния, с последующей реализацией селективной инициализации, обработки (эволюции) и считывания состояния определенного одиночного центра.

DOI: 10.31857/S0370274X25070178, EDN: FLGDFB

Среди широкого многообразия потенциально реализуемых систем для квантовых технологий твердотельные структурные дефекты в виде квантовых точек или вакансий атомов с уникальными физическими свойствами являются одними из самых активно изучаемых объектов. Точечные дефекты закрепили за собой статус перспективных систем в квантовых технологиях сразу по трем основным направлениям – сенсорика, передача данных и обработка информации [1]. Спиновые дефекты могут быть обнаружены при комнатной температуре без использования криогенных и вакуумных техник с возможностью высокоселективного управления путем воздействия оптических, микроволновых и радиочастотных импульсов одновременно [2]. Отработанная технология по контролируемому созданию однородно распределенных спиновых кубитов в пределах кристалла с помощью облучения потоком высокоэнергетических частиц (электронов, протонов или нейтронов) или ионной имплантацией облегчает работу по созданию матрицы с заданными и повторяемыми характеристиками для удовлетворения критерия масштабируемости квантовых систем [3]. В качестве материалов-матриц для образования стабильных центров используются широкозонные полупроводники с $E_g > 3$ эВ (алмаз, нитрид алюминия, нитрид бора, карбид кремния и т.д.). В последнее время наблюдается растущий научно-практический интерес к такому материалу, как карбид кремния (SiC), благодаря его подходящим физико-химическим свойствам и сродству к имеющимся полупроводниковым устройствам на основе кремния. Карбид кремния имеет более 200 структурных модификаций из-за различной последовательности укладки атомных плоскостей. В основных и наиболее распространенных политипах $3C$, $4H$, $6H$ возможно формирование точечных дефектов, которые могут быть использованы в квантовых технологиях в качестве кубитов и источников одиночных фотонов [4–8]. Среди большого набора выделяются отрицательно заряженные азот-вакансионные центры $\mathrm{N_C V_{Si}}$ и дивакансии (парный комплекс вакансий кремния и углерода) $\mathrm{V_{Si} V_C}$ [4, 7–9]. В гексагональном политипе $6H$ может существовать по 6 различных конфигураций NV-центров и дивакансий: три аксиальные hh, $k1k2$, $k2k1$ с то-

1)e-mail: yliyaermakova@gym5cheb.ru

чечной группой симметрии C_{3v} и три базальные $hk1$, $k2k2$, $k1h$ с симметрией C_{1h} [6]. Данные структурно-неэквивалентные позиции в кристаллической решетке инвариантны по второй координационной сфере и отличаются локальным окружением.

Азот-вакансионные центры в SiC являются прямыми аналогами хорошо изученных NV-центров в алмазе. Однако по своим свойствам кристалл SiC, благодаря технологической совместимости и устоявшимся процессам промышленного производства объемных кристаллов, лучше подходит для интеграции в существующие оптоэлектронные, фотонные и полупроводниковые устройства [4, 6, 9]. Электронная структура NV-центра характеризуется триплетной системой уровней: основным $^3\mathrm{A}_2$ и возбужденным $^3\mathrm{E}$ орбитальными состояниями, а также промежуточным одноэлектронным уровнем $^1\mathrm{A}_1$, который обеспечивает оптическую спиновую поляризацию посредством интеркомбинационной конверсии [4]. При этом оптическое излучение спиновых дефектов или центров окраски лежит в ближнем инфракрасном диапазоне (БИК, $\sim$1176–1243 нм), в отличие от излучения в алмазе при 640 нм, что обеспечивает лучшую совместимость с телекоммуникационными длинами волн и передачей через оптические волокна [6]. Сигнал люминесценции в инфракрасной (ИК) области служит дополнительным преимуществом при создании квантовых сенсоров для биологических систем с окном прозрачности в так называемой терапевтической зоне до 1350 нм. Центры дивакансии $\mathrm{V_{Si}V_C}$ также обладают интересными свойствами, излучая в ближнем инфракрасном диапазоне ($\sim$1100 нм) и демонстрируя времена фазовой когерентности электронных спинов от миллисекундных значений (в натуральном SiC) до нескольких секунд (в изотопно-очищенных образцах) [6, 8].

Большой объем информации о природе и свойствах радиационно-индуцированных парамагнитных центров возможно получить с помощью методов электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), которые позволяют идентифицировать дефекты на основе анализа величин спинового гамильтониана (g-факторов, сверхтонкого взаимодействия и расщепления в нулевом магнитном поле) [10]. Комплексный подход, включающий фотолюминесцентную (ФЛ) спектроскопию и измерения спектров ЭПР в широком температурном диапазоне (40–200 K), предоставляет данные о термической стабильности и природе дефектов, индуцированных ионизирующим излучением [10, 11], позволяя в конечном итоге коррелировать оптические свойства с электронными переходами и спиновыми состояниями. В настоящей работе данными методами исследованы различные типы дефектных центров (NV и VV) в кристалле SiC гексагонального политипа $6H$ и представлены результаты по термостабильности центров окраски в широком диапазоне температур.

Исследуемый образец – объемный кристалл $6H$-^{28}SiC, обогащенный немагнитным изотопом кремния ^{28}Si ($I = 0$), выращенный методом высокотемпературной сублимации из газовой фазы [12]. Оценка концентрации изотопа ^{29}Si ($I = 1/2$) методом ЭПР в выращенном образце [13] выявила содержание ^{29}Si на уровне 1 %, что соответствует снижению его концентрации в четыре раза относительно природной распространенности (4.67 %). Концентрация примеси азота составляла величину $C \approx 10^{17}\,\text{см}^{-3}$. Кристалл $6H$-^{28}SiC облучался электронами с энергией 2 МэВ и дозой $4 \cdot 10^{18}\,\text{см}^{-2}$ с целью создания вакансионных дефектов. Для образования стабильных азот-вакансионных центров облученный кристалл отжигался в атмосфере аргона в течение 2 ч при температуре $T = 900\,^\circ$C, оптимальной для образования NV-центров [14]. Для исследования спиновых дефектов методом ЭПР в W-диапазоне из кристалла был вырезан образец размером $450 \times 450 \times 670$ мкм.

Измерения спектров ЭПР проводились с помощью спектрометра фирмы Bruker Elexsys E680 (W-диапазон, $\nu = 94$ ГГц), оснащенного температурным контроллером Oxford Instruments с точностью установки $T_{\text{step}} = 0.01$ K и проточным гелиевым криостатом, при различных температурах образца (40–150 K). Спектры ЭПР были зарегистрированы при оптическом возбуждении образцов лазерным источником с $\lambda = 980$ нм. При измерениях использовалась импульсная последовательность Хана ($\pi/2 - \tau - \pi - \tau -$электронное спиновое эхо (ЭСЭ)), где длительность $\pi/2$ импульса составляла $t_p = 32$ нс, для π импульса $t_p = 64$ нс, задержка между импульсами 1.5 мкс.

Спектры ФЛ были получены с помощью спектрометра T64000 (Horiba Jobin Yvon, Франция), оснащенного конфокальным микроскопом и InGaAs многоканальным детектором, охлаждаемым жидким азотом. В качестве источника возбуждения спектров использовался диодный лазер с $\lambda = 980$ нм. Луч лазера на поверхности образца фокусировался объективом с большим рабочим расстоянием Leica PL FLUOTAR 50× (NA = 0.55) в пятно диаметром $\sim$4–5 мкм. Температурные измерения спектров ФЛ в диапазоне температур 10–300 K проводились в криостатной системе замкнутого цикла RC-102 (Cryo Inc., США).

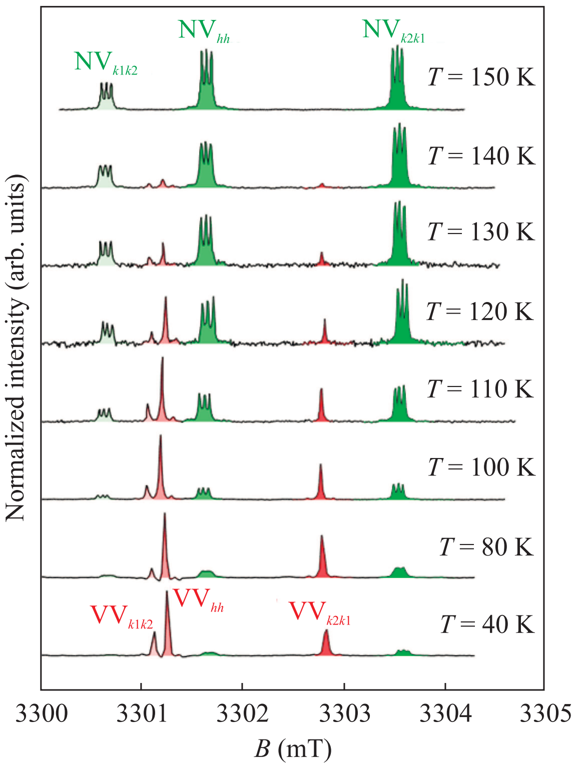

Рис. 1. (Цветной онлайн) Нормированные на максимум фотоиндуцированные спектры ЭПР образца 6H-SiC в диапазоне температур от 40 до 150 K, где зеленым цветом выделены сигналы от NV-центров, красным цветом – сигналы от VV-центров. Наблюдаемые высокочастотные спиновые переходы соответствуют низкополевому резонансному поглощению микроволнового кванта. Ориентация исследуемого образца соответствует параллельному направлению оси c кристалла относительно внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0$

Спектры ЭПР при различных температурах, измеренные в импульсном режиме для низкополевых компонент тонкой структуры спиновых дефектов, представлены на рис. 1 (диапазон температур от 40 до 150 K). Для эффективной накачки всего объема образца оптическое излучение подводилось в резонатор спектрометра с использованием специального держателя со встроенным световодным кабелем, находящимся на расстоянии 1–2 мм от образца. Спектры импульсного ЭПР были зарегистрированы методом детектирования интегральной интенсивности ЭСЭ в зависимости от величины внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0$. При этом направление внешнего магнитного поля совпадало с осью c кристалла (параллельная ориентация). Зеленым и красным цветом обозначены сигналы от NV-центров и дивакансий соответственно. Для удобства сравнительного анализа представленные спектры были нормированы на максимум интенсивности. Наблюдаемые центры окраски обладают электронным спином $S = 1$, под действием кристаллического поля посредством спин-спиновой связи наблюдается расщепление энергетических уровней величиной $D = 1.2{-}1.3$ ГГц в зависимости от типа дефекта. Определение типа дефекта, ответственного за каждый сигнал поглощения в спектре ЭПР, было произведено по величине D на основе ранее установленных литературных данных [4]. Для более удобного сравнительного анализа набора линий данные приведены для низкополевой части спектра ЭПР (соответствует переходу M_S $0 \to +1$). На спектре ЭПР, соответствующем температуре 150 K, сигналы от дивакансий полностью отсутствуют, однако с понижением температуры, начиная со 140 K, наблюдается возникновение сигналов резонансного поглощения от трех дивакансий аксиальной симметрии. При этом все три сигнала возникают практически одновременно, что указывает на независимость поведения от типа позиции. В ходе анализа полученных результатов в диапазоне температур 150–40 K была установлена следующая тенденция: понижение температуры кристалла 6H-SiC ведет к уменьшению интенсивности сигнала ЭПР от NV-центра и плавному возрастанию сигнала от дивакансий. Следует отметить, что, в отличие от дивакансий, сигнал от NV-центров наблюдается и при более высоких температурах, вплоть до комнатных условий ($T = 297$ K) с временами электронной спиновой релаксаций $T_1 = 100$ мкс и $T_2 = 25$ мкс. Дополнительная структура сигналов от NV-центров, состоящая из трех эквидистантных линий с расщеплением порядка 1.1 МГц, обусловлена сверхтонким взаимодействием между электронным спином и ядром азота ^{14}N с ядерным спином $I = 1$. В случае дивакансий сигнал ЭПР представляет собой интенсивную одиночную линию. Оба типа центров окраски являются в одинаковой степени фоточувствительными к оптическому возбуждению лазером с $\lambda = 980$ нм, при этом без оптического возбуждения сигналы ЭПР от указанных центров не наблюдаются. Все эксперименты методом ЭПР проводились со стационарным оптическим возбуждением с малой выходной мощностью для устранения нагрева кристалла. Ранее было установлено, что оптическая накачка посредством спин-зависимого канала “возбуждения–рекомбинации” через излучательные переходы ведет к преимущественному заселению спинового уровня $M_S = 0$ основного электронного состояния дефекта. Установлено, что уже при 150 K время спин-решеточной релаксации NV-центра достигает $T_1 = 1.51$ мс, в то время как при 50 K время продольной релаксации становится соизмеримым с максимальным интервалом между импульсными последовательностями в 2 с для детектирования ЭСЭ, что является предельным значением для используемой экспериментальной установки. Таким образом, наиболее вероятной причиной понижения интенсивности сигнала при низких температурах является эффект насыщения. В случае же дивакансий центры окраски могут находиться в метастабильном состоянии, а ряд дополнительных механизмов релаксации может приводить к существенному сокращению соответствующих времен, что не позволяет регистрировать сигналы ЭПР в диапазоне температур 297–140 K. Снижение температуры замедляет релаксационные процессы, увеличивая устойчивость дивакансий и их вклад в спектр ЭПР. Дополнительной причиной подобного поведения дивакансий может служить сильная зависимость положения уровня Ферми от температуры изучаемой системы, что напрямую отражается на эффективности оптического возбуждения центров окраски. Следует отметить, что возникновение сигналов дивакансий не отражается на когерентных свойствах NV-центров, указывая на однородное распределение дефектов без образования кластеров и отсутствие спин-спиновой связи между неэквивалентными центрами.

Так как спиновые дефекты в данной работе являются фотоиндуцируемыми с достаточно высокой спиновой поляризацией, для непосредственного изучения оптических свойств центров окраски в карбиде кремния $6H$-SiC были измерены спектры люминесценции в диапазоне температур от 10 до 280 K с вектором поляризации E_L, перпендикулярным оптической оси c. Характерный вид спектров люминесценции центров окраски представлен на рис. 2. Слева от длины волны 1150 нм пять пиков люминесценции (большие энергии) относятся к центрам дивакансий (обозначены как QL), справа (меньшие энергии) сигналы отвечают за NV-центры (символ SL). На основе литературных данных [4–7], пики люминесценции были идентифицированы для каждой структурно-неэквивалентной позиции центров окраски аксиальной и базальной симметрий (табл. 1). Линии, которые соответствуют центрам VV ($hk1/k2k1$) и NV ($hh/k1h$), являются спектрально неразрешенными. Возникновение крайне широкой бесструктурной линии от 1100 до 1350 нм, развернутой в длинноволновую область, может быть связано с присутствием фононного крыла, обусловленного вибронными переходами между колебательно возбужденными уровнями.

С целью установления такого параметра, как энергия активации (E_a), была построена температурная зависимость интегральной интенсивности люминесценции (рис. 3) в диапазоне температур от 10 до 240 K для каждого типа дефектных центров, сигналы от которых присутствуют на полученных спектрах ФЛ. Авторами были проанализированы различные модели описания поведения интенсивности излучения от температуры кристалла; наиболее удовлетворительной оказалась следующая функция, именуемая эмпирическим законом Мотта:

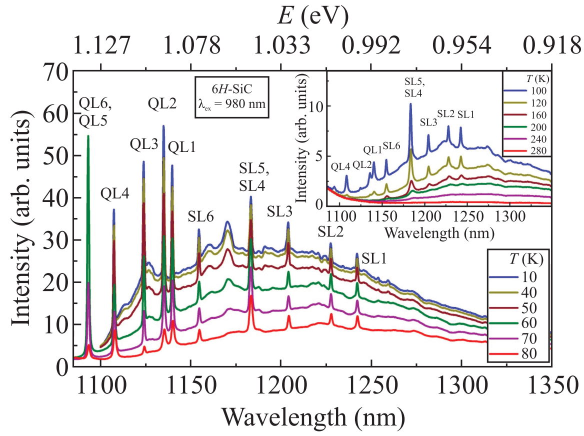

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры люминесценции кристалла $6H$-SiC при $E_L \perp c$ в диапазоне температур от 10 до 280 K при оптическом возбуждении образца лазером длиной волны $\lambda = 980$ нм. На вставке для большего разрешения показаны спектры излучения при температурах 120–280 K. Наблюдаемые сигналы от дивакансий обозначены общепринятыми символами – QL, в случае NV-центров – SL

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + A \cdot e^{\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right)}}, \tag{1}$$

здесь I_0 – интенсивность люминесценции при $T = 0$ K, A – параметр скорости процесса, соответствующий константе Аррениуса, деленной на температурно-независимую постоянную скорости рекомбинации люминесцентных состояний [15], k_B – постоянная Больцмана, E_a – энергия активации процесса тушения люминесценции (энергия активации для термической дезактивации возбужденных состояний [15]).

Хорошо известно, что подобная зависимость, характеризуемая формулой (1), именуется как "температурное тушение люминесценции" [16–20]. Характерная температура $T_{1/2}$, при которой начинается тушение люминесценции, может быть найдена из выражения [19, 21] (предполагается, что интенсивность люминесценции падает на половину от своего максимального значения):

$$A \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T_{1/2}}\right) = 1. \tag{2}$$

Таблица 1. Величины параметров бесфононных линий в спектре люминесценции $6H$-^{28}SiC при оптическом возбуждении образца лазером длиной волны $\lambda = 980$ нм и соответствующие параметры энергий активации (E_a) и характерных температур тушения люминесценции, оцененные из описания температурной зависимости интегральной интенсивности люминесценции $6H$-^{28}SiC выражением (1)

Бесфононные линии	Дефект	Тип дефекта	Длина волны (нм) / энергия фотонов (эВ) при температуре 10 К	E_a, мэВ	$T_{1/2}$, К
QL6/QL5	VV ($hk1/k2k1$)	базальный / аксиальный	1093.5 / 1.1338*	–	–
QL4	VV ($k2k2$)	аксиальный	1107.4 / 1.1196	33.5	76.1
QL3	VV ($k1h$)	базальный	1123.9 / 1.1031	57.9	65.3
QL2	VV (hh)	аксиальный	1134.9 / 1.0925	43.9	70.2
QL1	VV ($k1k2$)	аксиальный	1139.7 / 1.0879	59.5	76.7
SL6	NV ($k1k2$)	аксиальный	1154.5 / 1.0739	26.0	85.3
SL5/SL4	NV ($hh/k1h$)	аксиальный / базальный	1183.2 / 1.0479	66.2	140.8
SL3	NV ($k2k2$)	базальный	1203.8 / 1.0299	16.7	87.3
SL2	NV ($k2k1$)	аксиальный	1227.4 / 1.0101	43.3	127.4
SL1	NV ($hk1$)	базальный	1241.9 / 0.9983	75.3	146.9

*Для линии QL6/QL5 значения определены при $T = 60$ К.

В таблице 1 приведены полученные значения параметров энергий активации и характерных температур тушения люминесценции для всех типов наблюдаемых центров окраски. В процессе люминесценции энергия активации E_a имеет смысл величины барьера для термоактивированного перехода из возбужденного состояния в основное через точку пересечения конфигурационных кривых, соответствующих этим состояниям [22, 23]. Энергии активации порядка мэВ говорят о том, что потенциальные кривые основного и возбужденного состояний дефектных центров имеют большой Стоксов сдвиг [22, 23], что подтверждает процесс тушения люминесценции. Для центров с большими значениями энергий активации данный сдвиг уменьшается, увеличивая термическую стабильность дефектного центра в процессе люминесценции. Дефектные центры с большей энергией активации более устойчивы к термическому тушению, так как для их дезактивации требуется больше тепловой энергии k_BT. Из анализа полученных температурных зависимостей интенсивности люминесценции можно определить примерный диапазон температур, в котором начинается температурное тушение люминесценции (уменьшение величины квантового выхода под влиянием температуры). Энергии активации ниже 30 мэВ, как правило, не обеспечивают стабильную люминесценцию при комнатной температуре (300 К) из-за доминирования термического тушения, так как соответствующие температуры тушения люминесценции находятся в диапазоне 61–97 К. Дефекты с энергией активации 30–40 мэВ могут применяться в устройствах с умеренным охлаждением (например, до 200–250 К), так как их температуры тушения люминесценции находятся в пределах 71–127 К, что позволяет поддерживать интенсивность при таких условиях. Энергии активации выше 40 мэВ обеспечивают стабильную работу при комнатной температуре без значительной потери интенсивности, так как их температуры тушения превышают 127 К, а для значений выше 60 мэВ достигаются температуры тушения 142–147 К, что делает их особенно подходящими для высокотемпературных квантовых приложений. Сравнивая полученные значения в табл. 1, можно утверждать, что азот-вакансионные центры обладают большей энергией активации по сравнению с дивакансиями, указывая на термостабильность NV-центров в широком диапазоне температур.

Таким образом, в данной работе методами высокочастотного электронного парамагнитного резонанса и люминесцентного анализа были изучены спиновые и оптические свойства двух основных триплетных типов спиновых дефектов (NV-центров и дивакансий) в изотопно-очищенном кристалле $6H$-^{28}SiC в зависимости от температуры образца. Установлено, что сигналы от центров дивакансий начинают проявляться в спектрах ЭПР только при температурах $T = 140$ К и ниже, а дальнейшее понижение температуры приводит к усилению микроволнового резонансного поглощения. Азот-вакансионные центры, регистрируемые и при комнатной температуре (297 К), напротив, при понижении температуры на-

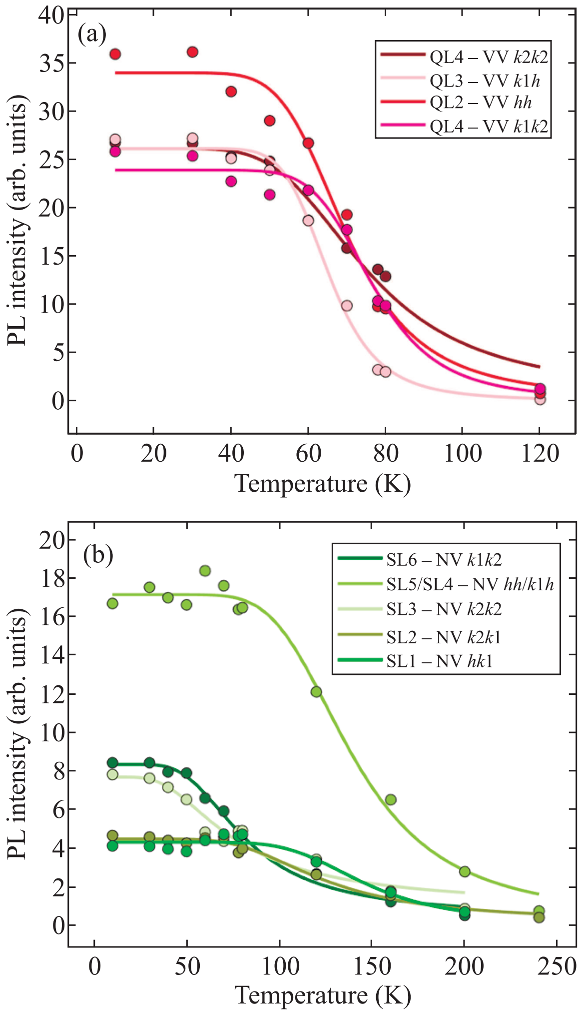

Рис. 3. (Цветной онлайн) График температурной зависимости интегральной интенсивности ФЛ в кристалле $6H$-SiC в диапазоне 10–240 K, где точками показаны экспериментальные данные, сплошная линия – модельная кривая (1), описывающая механизм теплового тушения люминесценции дефектов. (a) – сигналы от дивакансий; (b) – сигналы от NV-центров

чинают интенсивно насыщаться, и при 40 K их сигналы становятся пренебрежимо малыми на фоне сигналов от центров VV. Анализ оптических характеристик при изменении температуры кристалла с определением величин E_a показал, что все типы центров окраски, в независимости от позиции в кристаллической решетке (k и h) и типа симметрии (C_{1h} и C_{3v}), обладают механизмом теплового тушения люминесценции. Отметим, что несмотря на высокую ансамблевую концентрацию дефектов в облученном кристалле $6H$-^{28}SiC и разнообразие природы спиновых центров, в образце отсутствуют процессы тушения люминесценции посредством туннельного перехода электронов из метастабильного состояния на другие центры безызлучательной рекомбинации или посредством другого механизма междефектного энергетического взаимодействия. Таким образом, можно утверждать, что все спиновые и оптические переходы NV-центров и дивакансий в $6H$-SiC являются внутрицентровыми, не затрагивающими соседние уровни дефектов в запрещенной зоне. Полученные результаты указывают на возможность совместного размещения электронных кубитов на основе NV-центров и дивакансий в пределах одной матрицы карбида кремния, с последующей реализацией селективной инициализации, обработки (эволюции) и считывания состояния определенного одиночного центра посредством конфокального оптически детектируемого магнитного резонанса.

Финансирование работы. Исследования методом электронного парамагнитного резонанса выполнены за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности – FZSM-2024-0010. Фотолюминесцентные исследования поддержаны в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе (FFUG-2024-0018).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. D. D. Awschalom, R. Hanson, J. Wrachtrup, and B. B. Zhou, Nat. Photonics **12**, 516 (2018).
2. J.-F. Wang, F.-F. Yan, Q. Li, Zh.-H. Liu, H. Liu, G.-P. Guo, L.-P. Guo, X. Zhou, J.-M. Cui, and J. Wang, Phys. Rev. Lett. **124**, 223601 (2020).
3. M. Ruhl, C. Ott, S. Gotzinger, M. Krieger, and H. B. Weber, Appl. Phys. Lett. **113**, 122102 (2018).
4. K. Khazen, H. J. von Bardeleben, S. A. Zargaleh, J. L. Cantin, M. Zhao, W. Gao, T. Biktagirov, and U. Gerstmann, Phys. Rev. B **100**(20), 205202 (2019).
5. E. L. Ousdal, M. E. Bathen, A. Galeckas, A. Kuznetsov, and L. Vines, J. Appl. Phys. **135**, 225701 (2024); https://doi.org/10.1063/5.0205832.
6. D. Shafizadeh, J. Davidsson, T. Ohshima, I. G. Ivanov, I. A. Abrikosov, and N. T. Son, Phys. Rev. B **109**, 235203 (2024); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.109.235203.
7. J. Davidsson, V. Ivady, R. Armiento, T. Ohshima, N. T. Son, A. Gali, and I. A. Abrikosov, Appl. Phys. Lett. **114**(11), 5 (2019); https://doi.org/10.1063/1.5083031.
8. I. D. Breev, Z. Shang, A. V. Poshakinskiy, H. Singh, R. A. Babunts, P. G. Baranov, D. Suter, Y. Berencén, S. A. Tarasenko, G. V. Astakhov, M. Hollenbach, S. S. Nagalyuk, E. N. Mokhov, and A. N. Anisimov, npj Quantum Inf. **8**(1), 23, 9 (2022); https://doi.org/10.1038/s41534-022-00534-2.

9. H. Singh, A. N. Anisimov, P. G. Baranov, and D. Suter, arXiv preprint arXiv:2212.10256 (2022).
10. A. Meijerink, G. Blasse, and M. Glasbeek, J. Phys. Condens. Matter. **2**(29), 6303 (1990).
11. V. A. Nikitenko, J. Appl. Spectrosc. **57**(5), 783 (1992).
12. Yu. A. Vodakov, E. N. Mokhov, M. G. Ramm, and A. D. Roenkov, Krist. Tech. **14**, 729 (1979).
13. 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**, 1678 (2019).
14. H. J. von Bardeleben, J. L. Cantin, A. Csore, A. Gali, E. Rauls, and U. Gerstmann, Phys. Rev. B **94**, 121202 (2016); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.121202.
15. L. Forss and M. Schubnell, Appl. Phys. B **56**, 363 (1993).
16. J. È. Krustok, H. Collana, and K. Hjelt, J. Appl. Phys. **81**, 3 (1997); https://doi.org/10.1063/1.363903.
17. A. B. M. A. Ashrafi, N. T. Binh, and B. P. Zhang, Y. Segawa, J. Appl. Phys. **95**, 12 (2004); https://doi.org/10.1063/1.1649451.
18. A. J. van Bunningen, A. D. Sontakke, R. van der Vliet, V. G. Spit, and A. Meijerink, Adv. Opt. Mater. **11**, 2202794 (2023); https://doi.org/10.1002/adom.202202794.
19. M. A. Reshchikov, N. M. Albarakati, M. Monavarian, V. Avrutin, and H. Morkoc, J. Appl. Phys. **123**, 161520 (2018); DOI: 10.1063/1.4995275.
20. A. F. Zatsepin, E. A. Buntov, and A. L. Ageev, J. Lumin. **130**(10), 1721 (2010).
21. И. Н. Огородников, М. Д. Петренко, В. Ю. Иванов, ФТТ **60**(1), 132 (2018); https://doi.org/10.21883/FTT.2018.01.45300.171.
22. В. И. Корепанов, *Импульсный люминесцентный анализ: учебное пособие*, Изд-во Томского политехнического университета, Томск (2008), 131 с.
23. В. А. Пустоваров, *Люминесценция и релаксационные процессы в диэлектриках*, Учебное пособие, Изд-во УрФУ, Екатеринбург (2015), 113 с.