

# Однофотонное фемтосекундное лазерное возбуждение фотолюминесценции N3- и N4-центров природного алмаза для измерения их концентраций

С. И. Кудряшов<sup>+1)</sup>, П. А. Данилов<sup>+</sup>, В. Г. Винс<sup>+</sup>, Д. А. Помазкин<sup>+</sup>, П. П. Пахольчук<sup>+</sup>, М. Л. Скориков<sup>+</sup>,  
И. В. Сметанин<sup>+</sup>, Ф. В. Дуонг<sup>\*2)</sup>, Ф. Х. Минг<sup>\*2)</sup>

<sup>+</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 199991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Institute of Physics, Vietnamese academy of science and technology, Hanoi, Vietnam

Поступила в редакцию 29 ноября 2023 г.

После переработки 8 декабря 2023 г.

Принята к публикации 14 декабря 2023 г.

Спектры фотолюминесценции доминирующих N3-, N4-центров в природном алмазе, предварительно охарактеризованном методами оптической и инфракрасной спектроскопии, возбуждались фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны накачки 470 нм и варьируемой интенсивностью. Насыщение интенсивности фотолюминесценции N3-, N4-центров, нормированной на интенсивность лазерного излучения, связывалось с насыщением возбуждаемого резонансного перехода, что позволило впервые оценить величины сечения поглощения N3-, N4-центров, сопоставленные с известными литературными значениями и значениями, измеренными по кинетике фотолюминесценции, а также общую концентрацию N3-, N4-центров. С учетом известного коэффициента поглощения образца на длине волны 470 нм и ранее установленного соотношения вкладов N3-, N4-центров были впервые оценены их индивидуальные концентрации.

DOI: 10.31857/S1234567824030042, EDN: suwnpg

1. Алмазы выступают в качестве привлекательно оптического материала для различных оптоэлектронных устройств – светодиодов, лазеров, фотодиодов и других – в силу целого ряда важных технических характеристик [1–3]: 1) теплопроводность алмаза выше, чем у меди, которая обычно выступает в качестве теплоотводящего материала в лазерных системах (например, дисковых); 2) широкополосная (ультрафиолетовый(УФ)-средний инфракрасный (ИК) диапазон) высокая прозрачность и оптическая стойкость – особенно у бесцветных алмазов; 3) возможность управляемого легирования синтетических алмазов, полученных синтезом при высоких давлениях и температуре, различными химическими примесями (обычно - азотом) в измеряемых концентрациях 1–10<sup>3</sup> ppm (10<sup>17</sup>–10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup>); 4) возможность синтеза или подбор алмазов преимущественно с одним типом примесных центров окраски – так, чтобы центры другого типа не поглощали в области эмиссии основного центра; 5) возможность лазерной генерации в синем (N3-центр), зеленом (N3-центр) и красном (NV-центр) диапазонах цветовой RGB

(red/green/blue) палитры; 6) прямозонные внутрицентровые переходы, высокая квантовая эффективность фотовозбуждения и эмиссии (квантовый выход ~ 0.1–1, сечения порядка 10<sup>-16</sup> см<sup>2</sup>), поскольку из-за жесткой решетки алмаза все центры испытывают однородное уширение, широкий диапазон перестройки генерации – обычно до 200 нм в спектрах фотолюминесценции (ФЛ). Тем не менее, фотофизические параметры различных активных сред из природных и синтетических алмазов – например, с центрами N3 (положение бесфононной линии, БФЛ ≈ 415 нм) и N3 (БФЛ ≈ 503 нм) [2] – сечения поглощения и эмиссии, времена безызлучательной и радиационной релаксации, инверсная населенность верхнего уровня лазерного перехода и соответствующий коэффициент усиления – во многих работах [3–8] оценивались, основываясь на данных единичных не прямых измерений скорости затухания ФЛ почти сорокалетней давности.

В настоящей работе, используя специально отобранный образец природного алмаза с преобладающими N3-, N4-центрами и источник практически непрерывной по спектру накачки ФЛ на базе параметрического генератора фемтосекундных импульсов (600–3000 нм) и нелинейного кристалла-

<sup>1)</sup> e-mail: kudryashovsi@lebedev.ru

<sup>2)</sup> P. V. Duong, P. H. Minh.

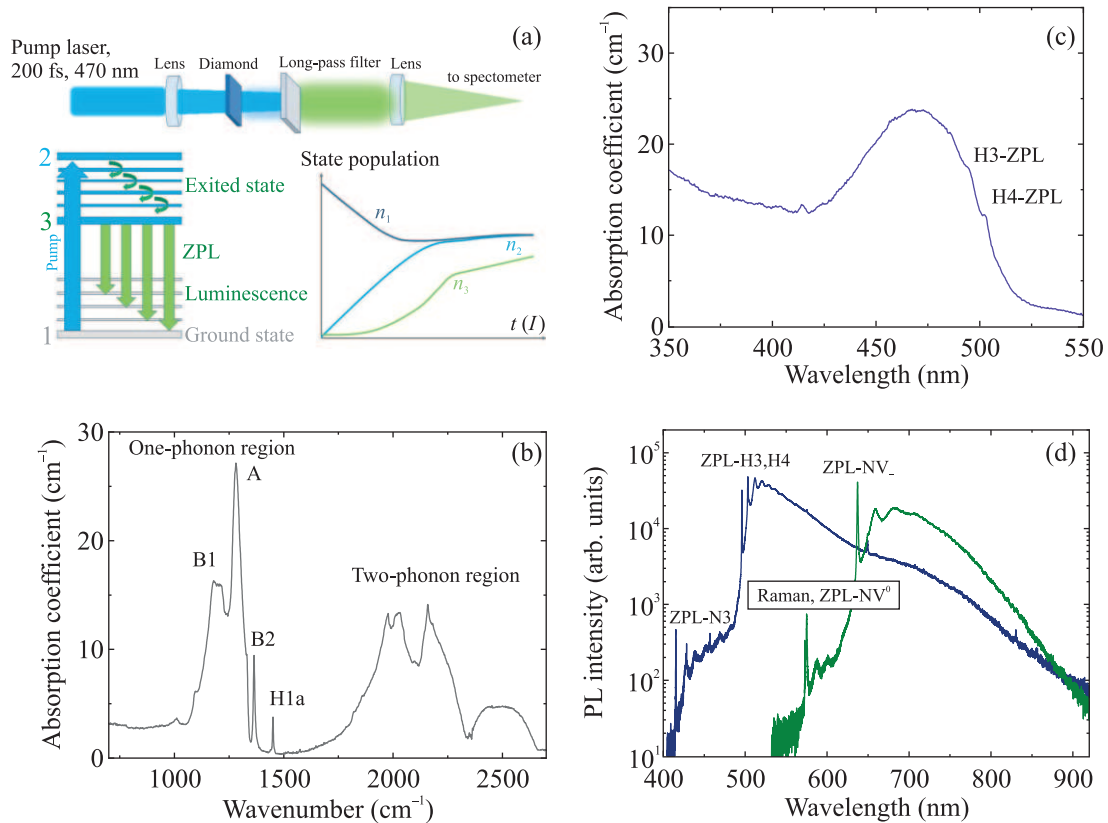


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальная схема для спектроскопии ФЛ алмаза с фемтосекундным лазерным возбуждением, схемы энергетических уровней 1–3 и их кинетики. (б) – ИК-спектры поглощения первого и второго порядка для алмазной пластинки, с отнесением полос ИК-активных примесных А-, В1-, В2- и Н1а-центров (по данным [2]). (с) – Спектр поглощения НЗ-, Н4-центров в образце в диапазоне 350–550 нм с обозначенными БФЛ (по данным [2]). (д) – ФЛ/КР-спектры образца при температуре  $-70^\circ\text{C}$  при возбуждении непрерывными лазерами с длиной волны 405 и 532 нм, с обозначенными КР-линиями и БФЛ для НЗ-, НЗ-, Н4-, NV $^0$ - и NV $^-$ -центров (по данным [2])

удвоителя частоты, проведены измерения сечения поглощения этих центров в кристалле по насыщению выхода фотолюминесценции в зависимости от интенсивности накачки на длине волны 470 нм и впервые оценена их концентрация.

2. В качестве образца для лазерных фотолюминесцентных исследований (рис. 1а) использовалась пластинка природного алмаза IaAB-типа (размер –  $5 \times 3 \times 0.9$  мм) с содержанием ИК-активных А-центров (центры с двумя соседними атомами азота в положениях замещения, 2N) [A] = 374 ppm ( $7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и В1-центров (центры с четырьмя соседними атомами азота в положениях замещения, окружающими вакансию, 4NV) [B1] = 243 ppm ( $4.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), а также небольших концентраций В2-центров и Н1а-центров, установленных методом колебательной ИК-спектроскопии пропускания (рис. 1б) с использованием ИК фурье-спектрометра ФТ-805 (Симекс, РФ). Вместе с тем, в оптическом диапазоне в электронных спектрах поглощения и

ФЛ, снятых при помощи спектрофотометра СФ-2000 (ОКБ Спектр, РФ) и 3Д-сканирующего конфокального микроскопа-спектрометра ФЛ и комбинационного рассеяния (КР) Confotec MR520 (SOL Instruments, РБ), в областях 400–500 нм (рис. 1с) и 500–550/650–750 нм (рис. 1д), соответственно, проявляются преимущественно НЗ-, Н4-центры (пик БФЛ на  $\approx 503$  нм для НЗ и 496 нм для Н4 [2]), причем по ФЛ-сигналу содержание НЗ-центров многократно – более чем а порядок – превышает содержание Н4-центров.

Спектральные исследования ФЛ НЗ-, Н4-центров проводились с использованием оптической схемы (рис. 1а) на базе Yb-лазера ТЕТА-20 (Фемтоника, РФ), накачивающего фемтосекундными импульсами (250 фс, 1030 нм) параметрический генератор ПА-РУС (Авеста Проект, РФ) в диапазоне 600–2800 нм, и нелинейного кристалла-удвоителя частоты ВВО толщиной 0.5 мм. Лазерное излучение на длине волны 470 нм (в области максимума линейного погло-

щения НЗ,Н4-центров, рис. 1с) слабо фокусировалось микрообъективом ( $NA = 0.1$ , ЛОМО, РФ) в пятно  $1/e$ -радиусом  $\approx 0.25$  мм в кристалле алмаза и далее блокировалось длинноволновым полосовым фильтром (LP500, Фотооптик, РФ) и линейным поляризатором (FLP25-VIS-M, LBTEK, КНР), ось которого располагалась перпендикулярно направлению поляризации излучения накачки. Пршедшее ФЛ/КР излучение фокусировалось флюоритовой линзой ( $CaF_2$ , фокусное расстояние – 75 мм) на щель спектрометра ASP-150F (Авеста Проект, РФ, диапазон – 190–1100 нм, разрешение – 0.5 нм). Накопление спектров (рис. 2) происходило в течение 1 с при

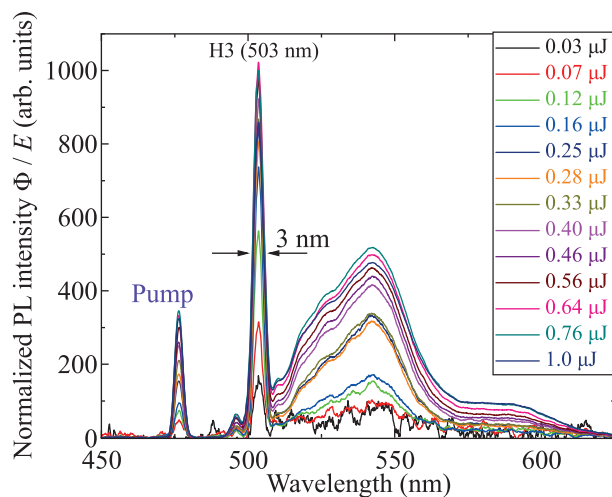


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры фотолюминесценции НЗ-, Н4-центров, нормированные на энергию импульсов накачки с длиной волны 470 нм (даны в рамке). Показана полуширина пика БФЛ-НЗ (503 нм), пик БФЛ Н4-центра (496 нм) предполагается находящимся в фоновом сигнале из-за малой интенсивности (ср. рис. 1)

частоте следования ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) 10 кГц, при этом образец после съемки каждого спектра смещался в новое положение на 50 мкм с помощью моторизованной платформы для микро-позиционирования. Энергия излучения варьировалась с помощью нейтрального фильтра в диапазоне  $E = 0.03$ – $2.5$  мкДж (пиковая плотность энергии и интенсивность в образце –  $10$ – $1000$  мкДж/см<sup>2</sup> и  $0.1$ – $7$  ГВт/см<sup>2</sup>, экспозиция –  $(2.5$ – $250) \times 10^{13}$  фотон/см<sup>2</sup>).

Дополнительно, кинетика фотолюминесценции алмаза была исследована со спектральным разрешением, используя спектрометр Acton SpectraPro 2500i, в фокальной плоскости которого размещали электронно-оптическую камеру С5680 (Hamamatsu) с фотокатодом S-20 (диапазон – 200–900 нм). ФЛ

возбуждалась импульсами второй гармоники (центральная длина волны – 400 нм) титан-сапфирового лазера Mira 900D длительностью 3 пс, следующими с выбранной частотой повторения 180 кГц при средней мощности 10 мкВт, в конфокальной схеме с помощью 5х-микрообъектива ( $NA = 0.12$ ) для возбуждения и сбора эмиссии. Спектральное и временное разрешение составляло, соответственно,  $\approx 1$  нм и 30 пс.

3. Полученные спектры динамической ФЛ  $\Phi$  были нормированы на энергию импульсов  $E$  (рис. 2) для удобства представления всего массива спектров и сравнения со спектром стационарной ФЛ для накачки 405 нм на рис. 1d. Спектры демонстрируют сильную БФЛ НЗ и ее слабые низкочастотные антистоксовские реплики ( $< 500$  нм), а также сильные высоко- и низкочастотные стоксовские реплики ( $> 500$  нм). При этом, на первый взгляд, нормированная интенсивность  $\Phi/E$  для максимума ФЛ вблизи 540 нм отражает относительную эффективность ФЛ-возбуждения без учета энергии накачки – быстро растет до 0.25 мкДж и затем значительно медленнее с ростом  $E$  (рис. 2).

Для максимальной нормированной интенсивности ФЛ в зависимости от энергии  $E$  и интенсивности  $I$  накачки наблюдается насыщение при  $E_S \approx 0.16$  мкДж (рис. 3). Данный характер зависимости

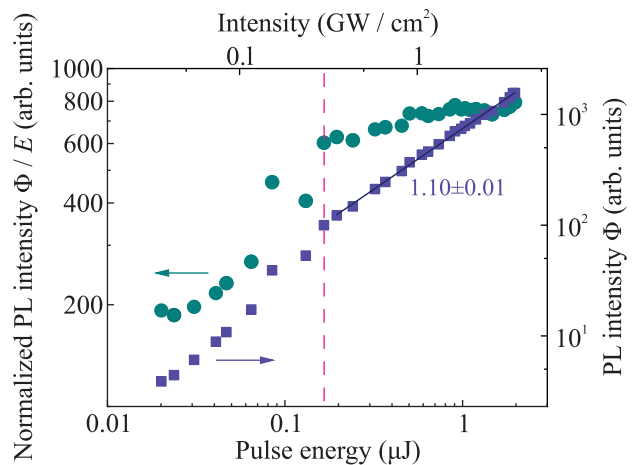


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости полной  $\Phi$  (правая ось) и нормированной  $\Phi/E$  (левая ось) ФЛ-интенсивности на длине волны 540 нм от энергии (нижняя ось) и интенсивности (верхняя ось) импульса накачки с линейной аппроксимацией в двойных логарифмических координатах

можно интерпретировать в рамках трехуровневой схемы ФЛ-возбуждения в НЗ-, Н4-центрах (рис. 1а), где рассмотренные уровни 1–3 представляют, соот-

ветственно, 1) невырожденное основное электронное состояние (уровень 1,  $\varepsilon_1 = 0$ ) с невозбужденными ненулевыми колебаниями, 2) невырожденное резонансное возбужденное электронное состояние с энергией БФЛ, увеличенной на энергию фононных повторений, связанных с НЗ-, Н4-центрами – оптических фононов разной симметрии и локальные моды вакансии [2] (2,  $\varepsilon_2 \geq \varepsilon_{ZPL}$  – см. спектр поглощения на рис. 1с), и 3) спектр нижележащих нерезонансных колебательно-возбужденных состояний того же терма (3,  $\varepsilon_{ZPL}\varepsilon_3 < \varepsilon_2$ ), куда происходит безызлучательная релаксация с уровня (2) из-за фонон-фононного ангармонизма и переноса колебательной энергии вне центров и откуда происходят стоксовские переходы в колебательно-возбужденные состояния нижнего терма со скоростью спонтанного излучения  $\gamma_{31}$  (рис. 1а). Соответствующую систему кинетических уравнений можно приближенно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &\approx -\kappa_{12}(I)n_1 + (\gamma_{21} + \kappa_{21}(I))n_2 + \gamma_{31}n_3, \\ \frac{dn_2}{dt} &\approx -\kappa_{12}(I)n_1 - (\gamma_{21} + \kappa_{21}(I) + \gamma_{23})n_2, \\ \frac{dn_3}{dt} &\approx \gamma_{23}n_2 - \gamma_{31}n_3, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $n_1 + n_2 + n_3 = n_0$ , для переходов  $1 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 1$  рассматриваются только довольно быстрые радиационные процессы вынужденного поглощения и излучения (связанные с коэффициентом Эйнштейна константы скорости  $\kappa_{12}(I) = \kappa_{21}(I)$  для одинакового вырождения уровней 1, 2), а также значительно более медленные процессы спонтанного испускания (типичная константа скорости  $\gamma_{21}, \gamma_{31} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ ). При большой отстройке длины волны накачки от соответствующих БФЛ (470 нм/2.66 эВ против 496 нм/2.52 эВ и 503 нм /2.48 эВ) с учетом ширины линии накачки ( $\sim 3\text{--}4$  нм) при комнатной температуре колебательно-возбужденными состояниями того же возбужденного электронного терма будут как оптические фононы с энергией около 0.16 эВ, так и фононы меньших энергий [2]. В этих условиях, быстрая безызлучательная релаксация с уровня 2 на нижележащие нерезонансные колебательно-возбужденные состояния того же терма (условный уровень 3) имеет прямую аналогию с симметричным распадом оптических фононов в пару акустических с половинной энергией и противоположно направленными волновыми векторами (механизм Клеменса [9]). Соответственно, можно оценить скорость безызлучательной релаксации снизу скоростью спонтанного распада оптического фонона алмаза при

комнатной температуре (время распада порядка 1–10 пс); также можно оценить такую скорость скоростью межмодовой колебательной (V-V) релаксации  $\gamma_{23} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1} \gg \gamma_{21}$  [10], поскольку центры окраски можно рассматривать как квазимолекулярные образования, встроенные в алмазную решетку. При этом, мы пренебрегаем вынужденными радиационными переходами с уровня 2 в более высокие по энергии электронные состояния (например, в зону проводимости [5]) и спонтанными радиационными переходами с уровня 3 на уровень 1.

При данных условиях, систему (1) при умеренных интенсивностях и  $n_1 \approx n_0 \gg n_2$  можно представить в виде основных членов для модельного прямоугольного импульса ( $I = \text{const}$ )

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &\approx -\kappa_{12}(I)n_0, \\ \frac{dn_2}{dt} &\approx \kappa_{12}(I)n_0, \\ \frac{dn_3}{dt} &\approx \gamma_{23}n_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где для  $\kappa_{12}(I) = \kappa_{21}(I) \propto In_1$  линейно уменьшается в течение импульса как  $n_0 - CI t$ ,  $n_2$  – линейно растет ( $\propto It$ ), а  $n_3$  в итоге растет квадратично ( $\propto \int n_2(t) dt \sim It^2$ ), как и связанная с ним величина  $\Phi$ . Для прямоугольной формы импульса при линейном характере поглощения величины  $t$  и  $I$  проявляются в фотовозбуждении схожим образом, поэтому аналогичный вид можно ожидать для модельных зависимостей величин  $n_1, n_2, n_3$  и  $\Phi$  от  $I$  (см. квазилинейный начальный участок и плато  $\Phi/E$  от  $I$  на рис. 3).

Далее, с ростом величины  $I$  можно ожидать насыщения резонансного перехода, например, когда  $\kappa_{12}(I)n_{1S} \approx \kappa_{21}(I)n_{2S}$ ,  $\kappa_{12}(I), \kappa_{21}(I) \gg \gamma_{23}$  и  $n_{1S} \approx n_{2S} = n_S$ . В этом случае система (1) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &\approx -\kappa_{12}(I)n_{1S} + \kappa_{21}(I)n_{2S} = 0, \\ \frac{dn_2}{dt} &\approx \kappa_{12}(I)n_{1S} - \kappa_{21}(I)n_{2S}, \\ \frac{dn_3}{dt} &\approx \gamma_{23}n_S, \end{aligned} \quad (3)$$

то есть  $n_3$  растет линейно ( $\propto t$ ), как и величина  $\Phi$ ; аналогично – в зависимости от  $I$ . В настоящей работе насыщение будет проявляться в виде плато зависимости  $\Phi/E$  от  $I$  на рис. 3, где начало плато определяет пороговую интенсивность насыщения  $I_S \approx 0.3 \text{ ГВт/см}^2$  (экспозиция –  $1.8 \times 10^{14}$  фотон/см<sup>2</sup>).

Заметим, что такой уровень интенсивности лазерного излучения вряд ли возможно достигнуть в алмазах для наносекундных импульсов без разрушения образца, т.е. использование фемтосекундной или пикосекундной лазерной накачки является необходимым условием достижения режима насыщения поглощения НЗ-, Н4-центров. Тогда по критерию насыщения можно оценить сечение поглощения резонансного перехода  $\sigma$  [11]

$$\frac{2\sigma_{12}I_S\tau}{\hbar\omega} = 1 \quad (4)$$

составляющее  $\sigma_{12} \approx 2.7 \times 10^{-15} \text{ см}^2$  и подтвердить, что скорость радиационных переходов  $1 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 1$  в режиме насыщения ( $\sigma_{12}I_S/\hbar\omega \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ) становится сопоставимой с характерными скоростями межмодовой колебательной релаксации  $\gamma_{23}$ , допуская сближение величин  $n_1$  и  $n_2$  в режиме насыщения. Отметим также, что величина  $\sigma_{12}$  примерно на порядок превышает величину сечения эмиссии ( $1.6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$  [5, 6]), оцененную на основе кинетики фотолуминесценции почти 40 лет назад.

Для сравнения, близкие значения сечения переходов для НЗ-, Н4-центров в этом оптическом диапазоне получаются из измерений кинетики их фотолуминесценции при слабой накачке на длине волны 400 нм (рис. 4), в определенной степени воспроизво-

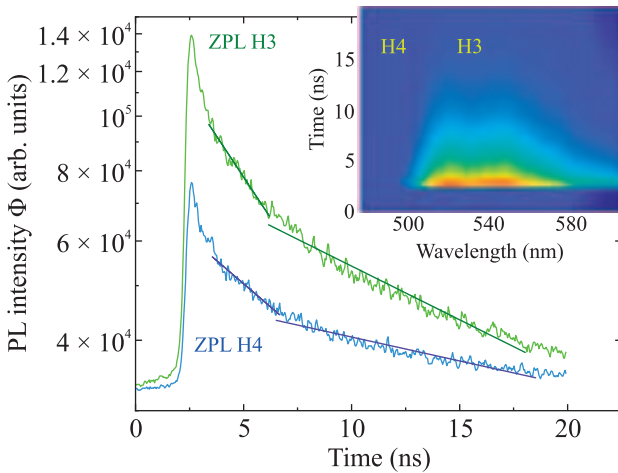


Рис. 4. (Цветной онлайн) Временные зависимости интенсивности БФЛ основного НЗ-центра и вторичного Н4-центра с биэкспоненциальной аппроксимацией путем линейризации в осях  $\ln\Phi$ - $t$ . Вставка: цветовая карта кинетики ФЛ этих центров в алмазе в осях “длина волны-время”

дющей условия съемки при непрерывной накачке на длине волны 405 нм (рис. 1d). По этой причине возможно зарегистрировать ФЛ Н4-центров и ее кинетику.

В частности, зависимости  $\Phi(t)$  для НЗ-, Н4-центров лучше аппроксимируются двумя экспонентами с временами спада  $\tau_{em,1} = 7.5 \pm 0.2 \text{ нс}$  (НЗ) и  $13.1 \pm 0.5 \text{ нс}$  (Н4), а также  $\tau_{em,2} = 22.7 \pm 0.5 \text{ нс}$  (НЗ) и  $51.0 \pm 0.8 \text{ нс}$  (Н4), причем данные времена заметно отличаются от измеренных много ранее –  $\tau_{em} \approx 16.7 \pm 0.5 \text{ нс}$  (НЗ) и  $19.1 \pm 1.0 \text{ нс}$  (Н4) [5, 6, 12]. Тем не менее, с учетом вырождения уровней 1, 2 НЗ-центра  $g_{1,2} = 1$  [5],  $\Delta\lambda(\text{НЗ}) \approx 3 \text{ нм}$  (рис. 3), сечения эмиссии для  $\tau_{em,1}$

$$\sigma_{em,1}(\lambda) = \frac{g_2 \lambda^4}{g_1 4\pi \pi c \Delta\lambda \tau_{em,1}} \quad (5)$$

составляет  $\sigma_{em,1} \approx 2 \times 10^{-15} \text{ см}^2$  и хорошо согласуется с величиной  $\sigma_{12} \approx 2.7 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ .

С другой стороны, известная величина  $\sigma_{12}$  делает возможной оценку концентрации НЗ-, Н4-центров, учитывая, что их оптические характеристики близки [5, 6], а неизвестные вклады этих центров в значение коэффициента оптического поглощения (в частности, на длине волны накачки 470 нм, рис. 1с) следуют соотношению концентраций близких оптически-неактивных центров [А] и [В1] [12, 13], измеряемых ИК-спектроскопией (рис. 1b)

$$\frac{\alpha_{Н4}}{\alpha_{НЗ}} = 0.25 \frac{[B1]}{[A]} \quad (6)$$

Для известных концентраций [А] = 374 ppm и [В1] = 243 ppm соотношение вкладов НЗ-, Н4-центров в величину  $\alpha(470 \text{ нм}) \approx 24 \text{ см}^{-1}$  (рис. 1с) составляет 6:1, т.е.  $\alpha_{НЗ}(470 \text{ нм}) \approx 20.5 \text{ см}^{-1}$  и  $\alpha_{Н4}(470 \text{ нм}) \approx 3.5 \text{ см}^{-1}$ . С учетом преобладания вклада НЗ-центра в поглощение и, видимо, ФЛ образца алмаза, можно с хорошей точностью измеренное сечение поглощения  $\sigma_{12}$  к этому центру ( $\sigma_{НЗ}(470 \text{ нм}) \approx \sigma_{12}$ ) и оценить его концентрацию

$$[НЗ] = \frac{\alpha_{НЗ}(470 \text{ нм})}{\sigma_{НЗ}(470 \text{ нм})} \quad (7)$$

получив, в результате,  $[НЗ] \approx 7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , т.е. порядка 0.1 ppm. Ввиду близости оптических характеристик НЗ-, Н4-центров [5], аналогично для  $\alpha_{Н4}(470 \text{ нм}) \approx 3.5 \text{ см}^{-1}$  можно оценить также концентрацию Н4-центров  $[Н4] \approx 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Отметим, что предложенный подход к оценке концентрации НЗ-центров оказывается, как очевидно, значительно универсальнее и удобнее способа, опирающегося на измерение коэффициента оптического БФЛ-поглощения этих центров (не разрешается на рис. 1с для измерений при комнатной температуре) в виде [12, 13]

$$[НЗ] = (0.67-0.83) \times 10^{15} \int \alpha_{ZPL}(\lambda) d\lambda \quad (8)$$

требующего хорошего разрешения БФЛ НЗ-центров в спектре поглощения, что возможно при температурах жидкого азота, когда полуширина этой линии в спектрах ФЛ с возбуждением на длине волны 405 нм уменьшается до 0.5–0.6 нм (рис. 1d).

4. В заключение, в данной работе впервые экспериментально исследованы спектры фотолюминесценции НЗ-, Н4-центров алмаза, возбуждаемой в полосе их линейного поглощения фемтосекундными лазерными импульсами накачки с длиной волны 470 нм и варьируемой интенсивностью. Обнаружено, что выход ФЛ в определенном диапазоне изменяет характер зависимости от интенсивности накачки с квадратичной на линейную, что связано с насыщением резонансного поглощения и впервые использовано для оценки сечения процесса и индивидуальных концентраций поглощающих НЗ-, Н4-центров алмаза.

**Финансирование работы.** Данное исследование финансировалось Российским научным фондом (проект # 21-79-30063); <https://rscf.ru/en/project/21-79-30063/>.

**Конфликт интересов.** Авторы не имеют конфликта интересов.

1. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов (ред.), *Физические величины*, Энергоатомиздат, М. (1991).
2. А. М. Zaitsev, *Optical properties of diamond: a data handbook*, Springer Science & Business Media (2013).

3. L. T. S. Lin, M. A. Prelas, and G. Popovici, *Laser modes in diamond. Wide Band Gap Electronic Materials* **1**, 187 (1995).
4. V. P. Mironov, E. A. Protasova, E. I. Lipatov, E. F. Martynovich, *Generation of laser radiation by color centers in diamond crystals, AIP Conference Proceedings*, Published by AIP Publishing **2392**, 030001-1?030001-8 (2021).
5. S. C. Rand and L. G. DeShazer, *Opt. Lett.* **10**(10), 481 (1985).
6. S. Rand, *Synthetic Diamond for Color Center Lasers*, in *Advanced Solid State Lasers*, Optica Publishing Group (1986), p. FA9.
7. S. D. Subedi, V. V. Fedorov, J. Peppers, D. V. Martyshkin, S. B. Mirov, L. Shao, and M. Loncar, *Opt. Mater. Express* **9**(5), 2076 (2019).
8. A. Savvin, A. Dormidonov, E. Smetanina, V. Mitrokhin, E. Lipatov, D. Genin, S. Potanin, A. Yelissev, and V. Vins, *Nat. Commun.* **12**(1), 7118 (2021).
9. P. G. Klemens, *Phys. Rev. B* **11**, 3206 (1975).
10. В. О. Компанец, В. Н. Лохман, Д. Г. Пойдашев, С. В. Чекалин, Е. А. Рябов, *ЖЭТФ* **149**(4), 723 (2016).
11. Н. В. Карлов, *Лекции по квантовой электронике*, Наука, М. (1988), т. 52.
12. G. Davies, S. C. Lawson, A. T. Collins, A. Mainwood, and S. J. Sharp, *Phys. Rev. B* **46**(20), 13157 (1992).
13. G. Davies (editor), *Properties and Growth of Diamond*, INSPEC, London (1994).