

УДК 543.429.2

**ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ
ЭЛЕКТРОННОГО СПИНА НА ПОПЕРЕЧНУЮ
РЕЛАКСАЦИЮ ЯДЕРНОГО СПИНА
В АЗОТНО-ВАКАНСИОННОМ ЦЕНТРЕ В АЛМАЗЕ**

В. В. Сошенко^{1,2}, И. С. Кожокару^{1,2,3}, С. В. Большедворский^{1,2},
А. Н. Смолянинов¹, В. Н. Сорокин^{2,3}, А. В. Акимов^{1,2,3}

Азотно-вакансионные центры окраски в алмазе азот-вакансии (NV) уникальная платформа для разного вида квантовых сенсоров, включая гироскоп, основанный на ядерном магнитном резонансе. Фундаментальный предел чувствительности квантового сенсора тесно связан с временем дефазировки свободной прецессии ядерного спина T_{2n}^ , зависимости T_{2n}^* и времени поперечной релаксации T_{2n} от магнитного поля при комнатной температуре в диапазоне полей от 2 до 8 Гс, доказывая, что T_{2n}^* и T_{2n} не ограничена временем продольной релаксации проекции электронного спина T_{1e} .*

Ключевые слова: поперечная релаксация, азотно-вакансионный центр окраски в алмазе, NV центр, спиновое эхо, гироскоп, ядерный магнитный резонанс.

Введение. В последние десятилетия внимание научного сообщества приковано к центрам окраски в алмазе. Особое внимание уделяется отрицательно заряженной азотной вакансии (NV). Полярная структура, оптическая инициализация и считывание проекции спина электрона $|m_s\rangle$ основного состояния позволили создать чувствительные сенсоры магнитного и электрического поля, а также температуры. Так же NV используется как для определения свойств и манипуляции его окружением, что позволяет измерять концентрации веществ [1], так и для определения отдельных атомов и молекул

¹ Сенсор Спин Технолоджис, 121205 Россия, Москва, Территория инновационного центра “Сколково”, ул. Нобеля, 7, пом. 54.

² ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: soshenko.v@gmail.com.

³ Международный центр квантовых технологий, 121205 Россия, Москва, Территория инновационного центра “Сколково”, Большой бульвар, 30, стр. 1.

[2]. Возможность селективной поляризации [3] проекции ядерного спина $|m_I\rangle$ позволила расширить область чувствительных измерителей вращения [4].

Для устройств, использующих ядерные спины NV в качестве активного элемента (напр., ядерный гироскоп или квантовый регистр, или вычислитель), критически важным является время дефазировки свободной прецессии ядерного спина T_{2n}^* , так как оно напрямую влияет на чувствительность и достоверность квантовых операций.

Факторы, влияющие на T_{2n}^ .* Время дефазировки может зависеть от многих параметров окружения, в основном, из-за наведённого магнитного поля окружения, где основной вклад вносит дипольная составляющая, другими словами, диполь-дипольные взаимодействия между NV и окружением. Также оно может зависеть от температуры или величины и неоднородности магнитного поля. В связи с большой разницей гиромагнитных отношений электронного и ядерного спинов $\gamma_e/\gamma_n \sim 9000$, ядерный спин относительно слабо чувствителен как к изменениям магнитного поля, так и к спин-фононным взаимодействиям (зависимость от температуры). Однако ядерный спин связан с электронным спином через сверхтонкое взаимодействие $A_{\parallel} = 2.15 \text{ МГц}^1$. Поэтому изменение проекции электронного спина NV с характерным временем при комнатной температуре $T_{1e} \sim \text{мс}$ (т.е. сильная связь, $A_{\parallel} * T_{1e} \gg 1$) является источником дефазировки ядерного спина NV с временем T_{2n}^* . При этом за счет сильной связи между электронным и ядерными спинами NV должно выполняться соотношение: $T_{2n}^* \leq T_{2n} \leq \frac{3}{2}T_{1e}$. Коэффициент 3/2 связан с тем, что, во-первых, смешивание электронного спина с временем T_{1e} происходит по каналам $|0_s\rangle \rightarrow |\pm 1_s\rangle$ [5], во-вторых, что все измерения времен когерентности в этой статье также проведены для “двойного квантового” ядерного состояния спина $|\psi_{NV}\rangle = \frac{|0_{S,1I}\rangle \pm |0_{S',-1I}\rangle}{\sqrt{2}}$. Чтобы проверить коэффициент 3/2, было решено уравнение Линдблада для редуцированного гамильтониана NV $H = h \left(\gamma_n \vec{B}\vec{I} + A_{\parallel} \hat{S}_z \hat{I}_z + Q I_z^2 \right)$ для матрицы плотности системы кутри-кутрит с начальным состоянием $|\psi_{NV}\rangle$ и единственным источником дефазировки T_{1e} для $|0_s\rangle \rightarrow |\pm 1_s\rangle^2$.

Зависимость времени продольной релаксации проекции электронного спина T_{1e} от температуры и магнитного поля хорошо изучена [6, 7]. Также было показано экспериментально для подобных систем, но со спином 1/2, например, для ^{31}P в чистом кристалле ^{28}Si [8], что основным источником дефазировки ядерного спина является изменение проекции электронного спина того же центра, т.е. $T_{2n} = 2T_{1e}$. В настоящей статье осуществлена проверка аналогичного ограничения для NV центра.

¹Гамильтониан основного состояния NV: $H = h(D\hat{S}_z^2 + \gamma_e \vec{B}\vec{S} - \gamma_n \vec{B}\vec{I} + Q\hat{I}_z^2 + A_{\parallel} \hat{S}_z \hat{I}_z + A_{\perp} (\hat{S}_x \hat{I}_x + \hat{S}_y \hat{I}_y))$.

²Диссипативные операторы Линдблада $L = \sqrt{1/T_{1e}} |\pm 1_s\rangle \langle 0_s|$.

Эксперимент. Для проведения измерений в настоящей работе была использована установка из [4], использовался алмаз, выращенный методом высоких давлений и температур с относительной концентрацией NV центров около 1 м.д. Магнитное поле выставлено вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$. Вначале было произведено измерение времени релаксации электронного спина T_{1e} методом, описанным в [6].

Для измерения времени дефазировки использовался эксперимент Рамси (рис. 1(a)), описанный в работе [4]. Осцилляции, зарегистрированные по интенсивности флюорес-

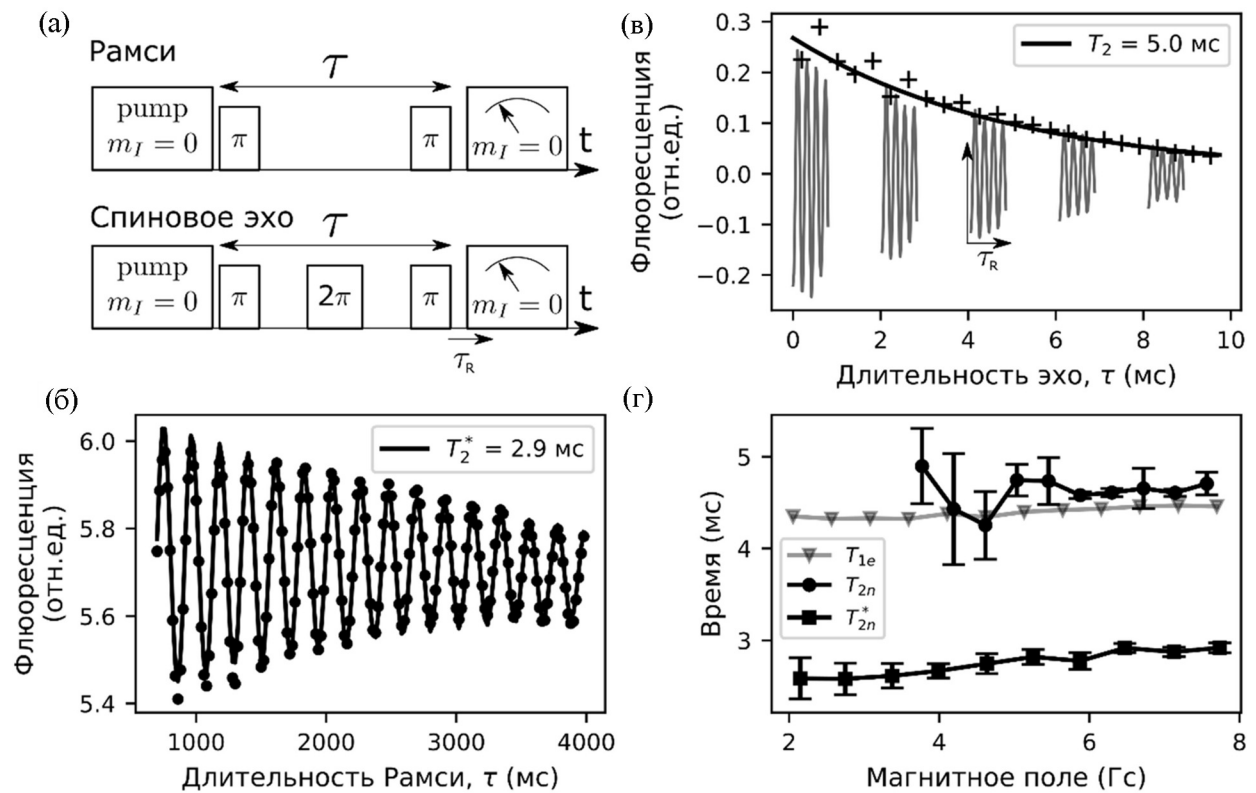


Рис. 1: (а) импульсные последовательности для измерений в базисе $|0\rangle \leftrightarrow |\pm 1\rangle$ времени T_2^* (рамси-спектроскопия), и времени T_2 (спиновое эхо); (б) сигнал биений в эксперименте Рамси, данные аппроксимированы экспоненциально-затухающей синусоидой (сплошная линия); (в) сигнал биений в эксперименте спинового эхо. Серый график взят для сканирования времени дополнительного смещения второго π -импульса τ_R . Крестами отмечена на графике амплитуда полученных биений в зависимости от τ , аппроксимированная экспонентой; (г) зависимости времен продольной релаксации электронного спина (T_{1e}) и времен поперечной релаксации ядерного спина T_{2n} , T_{2n}^* от магнитного поля.

ценции алмаза (рис. 1(б)), были аппроксимированы функцией $S_R(\Omega_0, \tau)$, из которой находилось время дефазировки свободной прецессии ядерного спина T_{2n}^* :

$$S_R(\Omega_0, \tau) = ae^{-\frac{\tau}{T_{2n}^*}} \cos(\Omega_0\tau + \varphi_0) + be^{-\frac{\tau}{T_b}} + c, \quad (1)$$

где a , Ω_0 , φ_0 , T_{2n}^* – это амплитуда, частота, фаза и время дефазировки биений; b , T_b и c – компенсируют сигнал смещения и его временную зависимость.

Для проверки предположения, описанного выше, зависимость T_{2n}^* от магнитного поля сравнивалась с T_{1e} , измеренного при тех же условиях. Из [6] видно, что основные изменения T_{1e} при комнатной температуре находятся в промежутке $B < 10$ Гс, что определило диапазон изменения магнитного поля.

Из рис. 1(г) видно, что $T_{2n}^* < 3/2T_{1e}$ для промежутка магнитного поля $B_z = [2.8]$ Гс. Подтверждая, что время дефазировки свободной прецессии ядерного спина не ограничено временем продольной релаксации проекции электронного спина.

Тем не менее, время когерентности ядерного спина может быть увеличено при помощи спинового эха, которое эффективно подавляет уширение, вызванное парамагнитным окружением NV центра (ядра углерода-13 или замещающие дефект азота). Но T_{2n} все еще ограничено сверху $\frac{3}{2}T_{1e}$, это связано с тем, что для ядерного спина NV изменение проекции электронного спина NV является случайным телеграфным шумом, который имеет Марковскую природу.

Для детектирования сигнала спинового эха, эксперимент Рамси дополняется 2π импульсом, который инвертирует населенности подуровней $|\pm 1_I\rangle$ (рис. 1(а)). При этом для детектирования остаточной когерентности, определяющей эхо-сигнал, производится дополнительное смещение второго π импульса на время τ_R . Амплитуда биений в сигнале флюоресценции, получаемых в результате сканирования τ_R , соответствует сигналу спинового эха (рис. 1(в)). При сканировании времени эхо последовательности τ , получается зависимость амплитуды биений от τ , аппроксимируемая экспоненциальной зависимостью $S_{\text{Echo}}(\tau) \sim e^{-\left(\frac{\tau}{T_{2n}^*}\right)^p}$, что позволяет вычислить T_{2n}^* . Из модели было получено значение $p = 1$. При этом из рис. 1(г) видно, T_{2n}^* не ограничено $\frac{3}{2}T_{1e}$ для промежутка магнитного поля $B_z = [2.8]$, но при этом все же существенно больше T_{2n}^* , что может говорить о том, что есть существенный вклад от перечисленных выше причин дефазировки, подавляющийся при помощи эха.

Для получения зависимостей времен от величины магнитного поля было осуществлено сканирование величины магнитного поля при помощи соленоида. Индукция магнитного поля определялась по частотам резонансов в спектре оптически детектируемого магнитного резонанса.

Выводы. В этой работе исследована зависимость T_{2n}^* – времени дефазировки свободной прецессии ядерного спина NV и T_{2n} – времени поперечной релаксации ядерного спина NV от магнитного поля. В работе показано, что оба времени T_{2n}^* и T_{2n} не ограничены временем продольной релаксации проекции электронного спина T_{1e} при комнатной температуре и магнитных полях 2–8 Гс. Этот исследовательский труд может оказаться полезным для понимания эффектов, ограничивающих чувствительность квантового гироскопа, основанного на NV.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 21-42-04407.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] O. R. Rubinas, V. V. Soshenko, S. V. Bolshedvorskii, et al., *Quantum Electron.* **51**(10), 938 (2021). <https://doi.org/10.1070/QEL17624>.
- [2] K. Jung, M. H. Abobeih, J. Yun, et al., *npj Quantum Inf.* **7**(1), 41 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41534-021-00377-3>.
- [3] D. Pagliero, A. Laraoui, J. D. Henshaw, C. A. Meriles, *Applied Physics Letters* **105**(24), 242402 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4903799>.
- [4] V. V. Soshenko, S. V. Bolshedvorskii, O. Rubinas, et al., *Phys. Rev. Lett.* **126**(19), 197702 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.197702>.
- [5] N. Bar-Gill, L. M. Pham, A. Jarmola, et al., *Nature Communications* **4**(1), 1743 (2013). <https://doi.org/10.1038/ncomms2771>.
- [6] M. Mrózek, D. Rudnicki, P. Kehayias, et al., *EPJ Quantum Technol.* **2**(1), 22 (2015). <https://doi.org/10.1140/epjqt/s40507-015-0035-z>.
- [7] M. C. Cambria, A. Gardill, Y. Li, et al., *Phys. Rev. Research* **3**(1), 013123 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.3.013123>.
- [8] J. J. L. Morton, A. M. Tyryshkin, R. M. Brown, et al., *Nature* **455**(7216), 1085 (2008). <https://doi.org/10.1038/nature07295>.

Поступила в редакцию 11 декабря 2023 г.

После доработки 21 декабря 2023 г.

Принята к публикации 22 декабря 2023 г.