

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Сошенко Владимир Владимирович

**Прецизионная спектроскопия сверхтонких переходов в
азотно-вакансионных центрах в алмазе для квантовой
сенсорики**

Специальность 1.3.6 — «Оптика»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте имени П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Сорокин Вадим Николаевич

Научный консультант: кандидат физико-математических наук
Акимов Алексей Владимирович

Официальные оппоненты: **Калачев Алексей Алексеевич**,
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН,
директор Федерального исследовательского центра
«Казанский научный центр Российской академии наук»

Кулик Сергей Павлович,
доктор физико-математических наук, доцент,
научный руководитель Центра Квантовых
Технологий Федерального государственного
бюджетного образовательного учреждения выс-
шего образования «Московский государственный
университет имени М.В.Ломоносова»

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Защита состоится 14 ноября 2022 г. в 10 часов на заседании диссертационного
совета 24.1.262.01 на базе ФИАН по адресу: 119991, г. Москва, Ленинский про-
спект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН, а также на сайте
института www.lebedev.ru.

Автореферат разослан «__» _____ 2022 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
24.1.262.01,
доктор физико-математических наук

Золотко Александр Степанович

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Создание прецизионных инерциальных навигационных систем является критически важным для управления автономными транспортными средствами при отсутствии или существенном искажении сигналов радионавигационных систем [1—3], например внутри зданий, кварталов плотной застройки или подземных туннелей. Гироскоп является одним из ключевых элементов инерциальных навигационных систем. Более компактные микроэлектромеханические гироскопы имеют низкое потребление, но меньшую по сравнению с лазерными и оптоволоконными гироскопами точность из-за дрейфа нулевого сигнала [4]. Несмотря на большой прогресс в улучшении характеристик микроэлектромеханических гироскопов, существует разрыв между компактными и точными устройствами. Одним из подходов в реализации высокоточного и компактного сенсора вращения является использование гиперполяризованных ансамблей благородных газов [5—8]. В кювете со смесью паров атомов щелочного металла и благородного газа реализуется режим вынужденной прецессии. Чувствительность атомного гироскопа пропорциональна числу активных ядерных спинов. Однако плотность ансамбля ядерных спинов в кювете ограничена в связи с межатомным взаимодействием, что накладывает некоторые ограничения на размер устройства для требуемого уровня чувствительности устройства.

В работах [9; 10] было предложено использовать ядерный спин в твердом теле, а именно ядерный спин азота отрицательно заряженного азотно-вакансионного центра окраски в алмазе (NV^- центра). Плотность упаковки ядерных спинов в твердом теле может превышать таковую в газовой кювете, открывая возможности по созданию компактного гироскопа. Чип магнитометр, использующий NV^- центры был продемонстрирован в работе [11]. NV^- центр обладает электронным спином 1, проявляет свойства оптически-детектируемого магнитного резонанса, имеет большое время когерентности при комнатной температуре для спина в твердом теле. Благодаря данным свойствам NV^- центр находит применение в метрологии, в том числе: в магнитометрии [12; 13], измерении ядерного магнитного резонанса с высокой точностью [14; 15], термометрии [16; 17], сенсорах электрического поля [18] и давления [19]. Возможность создания гироскопа на базе сверхтонких переходов в NV^- центре был впервые продемонстрирован в работе автора [A1].

Целью диссертационной работы является исследование стабильности частот сверхтонких переходов основного состояния отрицательно заряженного азотно-вакансионного центра окраски в алмазе в интересах твердотельной квантовой гироскопии.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Создать экспериментальную установку для исследования стабильности частот сверхтонких переходов основного состояния ансамбля NV^- центров.
2. Исследовать температурную зависимость величин постоянных квадрупольного и сверхтонкого расщепления основного состояния ансамбля NV^- центров.
3. Разработать последовательность управляющих импульсов возбуждения оптических, электронных магнитных и сверхтонких переходов в ансамбле NV^- центров для измерения стабильности частоты сверхтонких переходов в ансамбле NV^- центров с возможностью исключения температурной зависимости.
4. Измерить смещение частот сверхтонких переходов в ансамбле NV^- центров, обусловленное вращением установки в пространстве.
5. Оценить влияние продольной релаксации населенности ядерных подуровней на точность измерения частот сверхтонких переходов ансамбля NV^- центров.

Научная новизна:

1. Впервые измерена температурная зависимость квадрупольного расщепления сверхтонких подуровней основного состояния ансамбля NV^- центров.
2. Впервые измерена температурная зависимость продольной компоненты тензора сверхтонкого расщепления основного состояния ансамбля NV^- центров.
3. Впервые измерен сдвиг частоты сверхтонкого перехода, вызванный вращением установки в пространстве, в ансамбле центров окраски в твердом теле.
4. Впервые измерено время продольной релаксации ядерного спина азота-14 в ансамбле NV^- центров при комнатной температуре и магнитном поле 10 Гс, достаточном для выделения резонансов одной из ориентаций NV^- центров.

Практическая значимость. Выявленный в процессе исследования температурный дрейф постоянных сверхтонкого взаимодействия в NV^- центре показал необходимость учета влияния температуры при проведении прецизионных измерений, использующих сверхтонкие переходы основного состояния NV^- центра. Впервые в эксперименте продемонстрирован сдвиг частот сверхтонких переходов в ансамбле NV^- центров в алмазе, вызванный вращением установки в пространстве, что открывает возможность создания компактного гироскопа на основе ансамбля ядерных спинов азота в алмазе. Гироскоп востребован как часть инерциальной навигационной системы, необходимой для

определения положения и ориентации объекта в условиях отсутствия сигналов спутниковых навигационных систем.

Методология и методы исследования. Объектом исследования был ансамбль NV^- центров в алмазной пластине, искусственно выращенной методом высокого давления и температуры. Подготовка и измерение распределения населенностей электронных магнитных подуровней основного состояния производилась при помощи оптической накачки и регистрации флюоресценции ансамбля NV^- центров. Подготовка распределения населенности на сверхтонких подуровнях производилась путем динамической ядерной поляризации. Населенности на сверхтонких подуровнях были определены путем аппроксимации спектров оптически-детектируемого магнитного резонанса тремя резонансными контурами. При помощи переменного магнитного поля возбуждались магнитные переходы между уровнями основного состояния ансамбля NV^- центров и зарегистрированы осцилляции Раби. При исследовании температурной зависимости сверхтонких переходов для определения частот переходов использовалось оптическое детектирование электронных и ядерных магнитных резонансов в ансамбле NV^- центров. Для определения температуры алмаза была использована температурная зависимость величины электронного спин-спинового расщепления основного состояния. Была проведена калибровка величины электронного спин-спинового расщепления по температуре. Эффект изменения частоты сверхтонких переходов, вызванный поворотом установки в пространстве, был зарегистрировано путем регистрации осцилляций Раби между темным и светлым суперпозиционными состояниями сверхтонких подуровней с проекциями ядерного спина +1 и -1. Светлое суперпозиционное состояние было подготовлено с помощью короткого импульса переменного магнитного поля, захватывающего оба сверхтонких перехода. Влияние флуктуаций магнитного поля на результат измерения сдвига сверхтонких переходов, обусловленного вращением ансамбля NV^- центров, было скорректировано по оптически детектируемому изменению частот электронных магнитных резонансов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Квадрупольное расщепление сверхтонких подуровней в NV^- центре зависит от температуры, при этом температурный коэффициент квадрупольного расщепления равен 40 ± 2 Гц/К в диапазоне температур 325-370 К для алмаза с концентрацией NV^- центров $3 \cdot 10^{15}$ мм⁻³, выращенного методом высоких температур и давлений.
2. Продольная компонента тензора сверхтонкого расщепления основного состояния NV^- центра зависит от температуры, температурный коэффициент равен 198 ± 11 Гц/К в диапазоне температур 325-370 К для алмаза с концентрацией NV^- центров $3 \cdot 10^{15}$ мм⁻³, выращенного методом высоких температур и давлений.
3. Впервые сделанный гироскоп на базе ансамбля ядерных спинов NV^- центров объемом $1 \cdot 10^{-4}$ мм³ и концентрации $2 \cdot 10^{14}$ мм⁻³ позволил измерить скорость вращения 0.25 рад/с при времени усреднения

60 с. Стабильность измерения частоты перехода, скорректированного на флуктуации внешнего магнитного поля, составила $4 \cdot 10^{-6}$.

4. Время продольной релаксации населенности сверхтонких подуровней основного состояния NV^- центра при комнатной температуре в магнитном поле 10 Гс составляет 44 ± 8 с в алмазе, выращенном методом высоких температур и давлений, с концентрацией NV^- центров $2 \cdot 10^{14} \text{ мм}^{-3}$.

Достоверность полученных результатов обеспечивается соответствием более поздним работам других авторов, использованием современной калиброванной измерительной аппаратуры, а также апробацией публикацией в ведущих рецензируемых журналах и докладами на конференциях.

Личный вклад. Все результаты, представленные в данной работе получены лично автором или при его непосредственном участии.

Апробация работы. Результаты работы докладывались автором на 5 международных научных конференциях: IV International Conference on Quantum Technologies (ICQT), 2017 г., Москва, Россия; 18th International Conference Laser Optics (ICLO), 2018 г., Санкт-Петербург, Россия; XIII International conference on hole burning, single molecule, and related spectroscopies: science and applications, 2018 г., Суздаль-Москва, Россия; Symposium Latsis 2019 on Diamond Photonics - Physics, Technologies and Applications, 2019 г., Лозанна, Швейцария; VI International Conference on Quantum Technologies (ICQT), 2021 г., Москва, Россия;

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных изданиях, 5 из которых изданы в журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 2 — в тезисах докладов. Зарегистрированы 2 патента.

Список публикаций автора приведен на стр. 21-22.

Основное содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена применению ядерного спина NV^- центра для гироскопии и созданию установки для демонстрации возможности измерения вращения в пространстве с помощью NV^- центров.

В **п 1.1** описывается принцип работы динамического гироскопа с использованием спина. Наличие магнитного момента, связанного с механическим в ненулевом магнитном поле приводит к прецессии с частотой $\Omega_L = \gamma B$, где γ - гиромагнитное отношение, B - индукция магнитного поля. Вращение наблюдателя вокруг оси направленной вдоль поля приводит к изменению частоты прецессии в системе отсчета наблюдателя на величину скорости вращения Ω_R : $\Omega'_L = \gamma B + \Omega_R$. Скорость вращения возможно вычислить при известных частоте прецессии и индукции магнитного поля. Спин ядра более подходит, так

как меньшее гиромагнитное отношение означает меньшую чувствительность к магнитному полю.

В п 1.2 описан NV^- центр, механизм оптической накачки магнитного подуровня $m_S = 0$ и измерения населенности на данном подуровне.

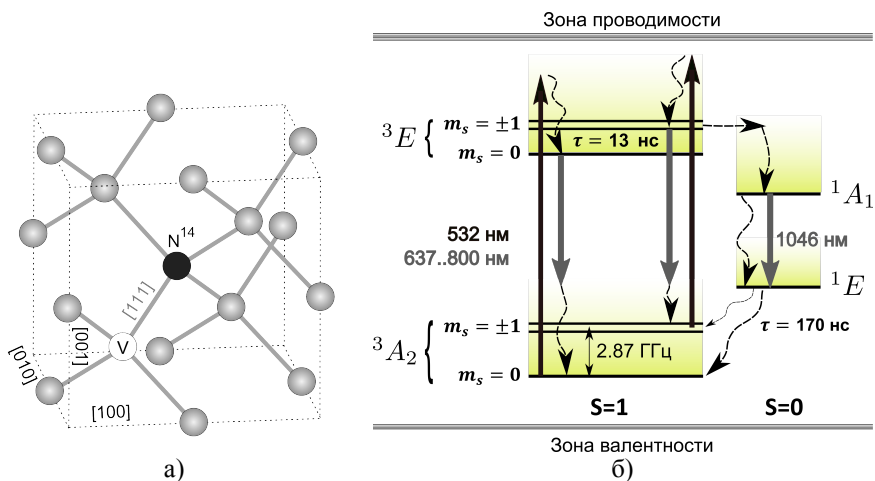


Рис. 1 — а) NV центр в решетке алмаза. Серыми шарами обозначены атомы углерода, V – вакансия, черный шар в центре – атом азота. б) Уровни энергии NV^- центра. Градиентом показано уширение уровней энергии фононами. Прерывистыми стрелками указаны безызлучательные переходы. Толстыми сплошными стрелками указаны переходы с поглощением или излучением фотона.

Центр окраски в алмазе состоит из атома азота и вакантного места в узле решетки алмаза (рис. 1а). В области дефекта локализованы три валентных электрона от трех атомов углерода и два валентных электрона от атома азота. Дополнительный электрон захватывается из числа электронов проводимости, изменяя заряд NV центра с нейтрального (NV^0) на отрицательный (NV^-). 6 электронов образуют атомоподобную структуру, уровни энергии которой находятся в запрещенной зоне. Структура уровней энергии при комнатной температуре представлен на рис. 1б, подробное описание можно найти в [20–22]. Основной 3A_1 и возбужденный 3E уровень имеют полный электронный спин 1, с переходом между ними, с излучением или поглощением фотона с длиной волны 637 нм. Уровни энергии уширены фононными состояниями, что приводит к уширенному спектру поглощения и флюоресценции (рис. 2а) Наличие ненулевого спина приводит к расщеплению основного и возбужденного подуровня на три электронных магнитных подуровня, $m_S = -1, 0, +1$. Спин-спиновое взаимодействие приводит к сдвигу подуровней $m_S = \pm 1$ основного состояния на $D = 2.87$ ГГц.

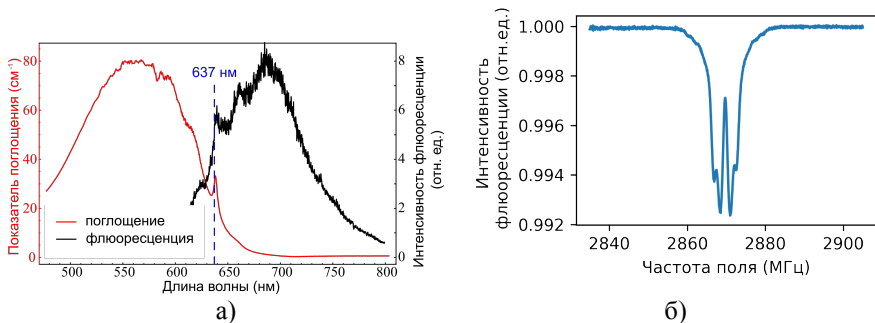


Рис. 2 — а) Спектры поглощения и флюоресценции NV^- центра при комнатной температуре (Адаптировано из работы [23, с. 12]). б) Спектр ОДМР NV^- центра в околонулевом магнитном поле.

Зависимость интенсивности флюоресценции от проекции спина и оптическая накачка уровней в NV^- центре возможна благодаря наличию двух синглетных уровней энергии (1E , 1A_2), когда все электроны спарены и полный спин равен нулю. Переход на верхний синглет возможен с электронных магнитных подуровней $m_S = \pm 1$ возбужденного состояния, с вероятностью около 30% по отношению к основному циклу распада, а спонтанный распад с нижнего синглета происходит только на магнитный подуровень $m_S = 0$ основного состояния. Благодаря данным свойствам за несколько итераций оптической накачки, населенность на подуровнях $m_S = \pm 1$ триплетных состояний обедняются. При выключении оптической накачки преимущественно заселенным (>80%) становится магнитный подуровень $m_S = 0$. Схема переходов несколько упрощена для объяснения, так как из эксперимента получилось, что вероятности перехода с нижнего синглета на подуровни $m_S = 0$ и $m_S = \pm 1$ близки.

Время жизни нижнего синглета 1E (170 нс при комнатной температуре) [24] больше по сравнению с временем жизни возбужденного состояния 3E (13 нс). При включении оптической накачки для NV^- центра в основном состоянии с проекцией спина $m_S = 0$, его состояние циклически меняется между основным и возбужденным подуровнем. Почти на каждый поглощенный фотон накачки приходится фотон флюоресценции. Оптическая накачка NV^- центра в состоянии $m_S = \pm 1$ через несколько циклов приведёт к переходу NV^- центра на синглетный подуровень, когда в течение времени жизни синглета центр не поглощает и не излучает фотоны. В итоге по интенсивности флюоресценции при включении оптической накачки возможно определение населенности на подуровне $m_S = 0$. Изменение интенсивности флюоресценции может достигать 30%.

При включенной оптической накачке мощностью существенно меньшей насыщения оптического перехода синглетный уровень будет слабо заселен, существенная часть населенности будет находиться на подуровне $m_S = 0$

основного состояния. Если включить электромагнитное поле, настроенное на частоту перехода между $m_S = 0$ и $m_S = \pm 1$ подуровнями, появится населенность на подуровне $m_S = \pm 1$. Часть населенности при возбуждении попадает на метастабильный уровень и интенсивность флюоресценции снижается. По изменению оптического сигнала в NV^- центре возможно зарегистрировать магнитный резонанс. Сигнал оптически-детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) приведен на Рис 2 б).

Атом азота, присущего NV^- центру, имеет ядерный спин 1 (азот-14, природная концентрация 99.6%). Продольная ($A_{\parallel} = 2.1$ МГц, вдоль оси NV^- центра) и поперечная ($A_{\perp} = 3$ МГц) компоненты сверхтонкого взаимодействия на три порядка меньше величины спин-спинового взаимодействия D . Данный факт приводит к тому, что смешивания электронных и сверхтонких подуровней практически не происходит, и динамика NV^- центра в основном состоянии достаточно хорошо описывается на языке собственных волновых функций оператора проекции ядерного спина \hat{I}_z и проекции электронного спина \hat{S}_z на ось NV^- центра.

Сверхтонкое взаимодействие приводит к расщеплению электронных магнитных подуровней на три сверхтонких подуровня. В отсутствие магнитного поля, асимметричная форма ядра атома азота и наличие градиента электрического поля в области локализации ядра приводит к квадрупольному сдвигу сверхтонких подуровней $m_I = \pm 1$ на величину $Q = -4.95$ МГц. В слабом магнитном поле ($B \ll 1000$ Гс), большая величина спин-спинового взаимодействия D приводит к тому, что поле ориентированное вдоль оси NV^- центра вызывает линейный эффект Зеемана, а в плоскости, ортогональной оси NV^- центра – квадратичный. Аналогичным свойством обладает ядерный эффект Зеемана.

Переходы между сверхтонкими подуровнями—магнитно-дипольные. Ориентация вектора индукции переменного магнитного поля возбуждающего переход ортогональна оси NV^- центра. Дипольный момент оптического перехода в NV^- центре ориентирован случайным образом в плоскости, ортогональной оси NV^- центра.

В **п 1.3** описывается подготовка состояния ядерного спина и измерение населенности на сверхтонких подуровнях. Одним из способов является метод оптической поляризации ядерного спина в режиме квазипересечения электронных магнитных подуровней возбужденного состояния [25]. Структура электронных магнитных подуровней возбужденного уровня NV^- центра аналогична основному состоянию, но с другими постоянными энергии: $D_{es} \approx 1.4$ ГГц, $A_{es} \approx 100$ МГц. При поле 500 Гс происходит квазипересечение электронных магнитных подуровней возбужденного состояния $m_S = 0, m_S = +1$. При включенной оптической накачке, происходит непрерывная накачка электронного магнитного подуровня $m_S = 0$. Большая величина сверхтонкого взаимодействия (100 МГц) приводит к высокой вероятности обменного взаимодействия между ядерным и электронным спином на возбужденном уровне за время жизни

(17 нс) возбужденного уровня. В итоге после нескольких циклов оптической накачки преимущественно заселенным становится подуровень $m_S = 0, m_I = -1$. Однако добиться высокой однородности поля при малом размере устройства технологически сложно при такой величине поля.

Альтернативой данному методу является динамическая поляризация ядерного спина в произвольном поле [26]. Метод состоит в переносе подготовленного оптической накачкой (п 1.2) распределения населенностей электронных магнитных подуровней (преимущественно на $m_S = 0$) на сверхтонкие подуровни. Исходное состояние с поляризованным электронным спином и термализованным ядерным спином $|m_S = 0\rangle \otimes \rho_T$ последовательностью π -импульсов преобразуется в состояние $\rho_T \otimes |m_I = 0\rangle$. В небольшом поле ($\ll 500$ Гс) обмен населенностями на возбужденном уровне подавлен и оптическая накачка практически не затрагивает сверхтонкие подуровни. После импульса оптической накачки подготавливается состояние $|m_S = 0\rangle \otimes |m_I = 0\rangle$.

Измерение населенности на сверхтонких подуровнях возможно путем анализа спектра ОДМР. Амплитуды сверхтонких резонансов пропорциональны населенности соответствующих сверхтонких подуровней. Альтернативным способом является наблюдение сигнала свободной прецессии (использовался в [26]). Недостатком данного способа является тот факт, что он требует проведения нескольких измерений. В п 1.4 описывается система возбуждения магнитных ди-

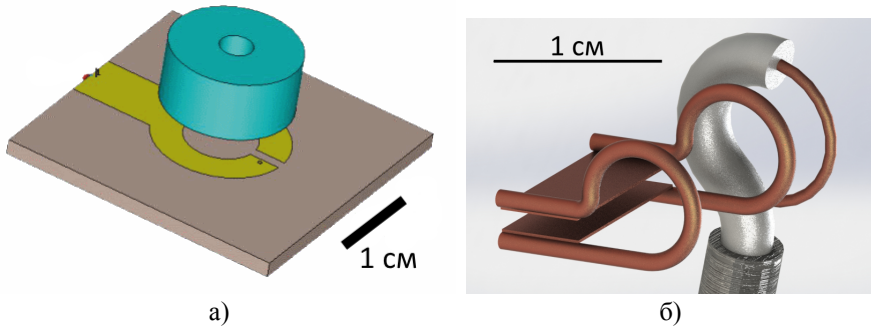


Рис. 3 — Резонаторы для возбуждения электронных магнитных переходов. а) Керамический резонатор. Тело керамического резонатора (цилиндр) находится на некотором расстоянии от симметризованного витка возбуждения, сделанного на печатной плате. б) Квазигельмгольцевский резонатор. На заднем плане находится сделанный из коаксиального провода симметризованный виток для возбуждения резонатора.

польных переходов между электронными магнитными подуровнями основного состояния NV^- центра. Во время работы были испытаны два образца резонаторов для возбуждения магнитных дипольных переходов.

Было произведено исследование первого образца резонатора, представляющего собой цилиндр с осевым отверстием (рис. 3а), изготовленный из керамики $\text{BaLn}_2\text{Ti}_4\text{O}_{10}$ с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 80$ и низкими потерями, тангенс диэлектрических потерь $\tan(\delta) = 0.0003$ на частоте 3 ГГц. Согласно результатам моделирования в программном пакете CST $TE_{01\delta}$ мода на частоте 2840 МГц имеет высокую однородность распределения поля в отверстии резонатора, что благоприятствует использованию большого образца алмаза внутри полости. Мода резонатора возбуждается магнитным полем от витка. Используя алмаз с NV^- центрами было исследовано распределение поля в резонаторе, среднеквадратичное отклонение амплитуды индукции магнитного поля составила менее 1% в объеме 7 мм³. Частота Раби составила 10 МГц при мощности возбуждения 5 Вт на входе в резонатор.

В качестве альтернативного решения был исследован квазигельмгольцевский резонатор, в виде двух витков с током и пластин представляющих конденсатор (рис. 3б). Резонатор имеет возможность настройки частоты путем изменения геометрии пластин или расстояния между ними. Возбуждение резонатора осуществляется витком из коаксиального кабеля, размещенным вблизи резонатора. Частота Раби составила 10 МГц при мощности возбуждения 5 Вт на выходе из усилителя.

Несмотря на превосходство керамического резонатора по однородности поля внутри, резонатор не удалось совместить с системой возбуждения сверхтонких переходов. Наличие катушек возбуждения сверхтонких переходов в полости резонатора приводит к дополнительным потерям внутри резонатора и резонанс исчезает. Как показал эксперимент, квазигельмгольцевский резонатор совместим с катушкой для возбуждения сверхтонких переходов, поэтому данная конструкция выбрана для работы в установке.

В **п 1.5** описан двухчастотный резонатор для возбуждения сверхтонких переходов на частоте 4.95 МГц и 7.1 МГц. Состоящий из индуктивности и конденсатора колебательный контур имеет единственный резонанс. Резонанс удается "раздвоить" подключив последовательно конденсатору вспомогательный резонансный контур (рис. 4а). Работоспособность резонатора продемонстрирована наблюдением осцилляций Раби между сверхтонкими подуровнями. Резонатор оказался также работоспособен на частоте 2.8 МГц, что продемонстрировано в **Главе 2**.

Созданный двухчастотный резонатор был совмещен с квазигельмгольцевским резонатором (рис. 4б).

В **п 1.6** приведено описание установки для измерения частот сверхтонких переходов NV^- центров.

В состав установки (рис. 5) входят генераторы сигналов на частоте соответствующих магнитных переходов, резонаторы, описанные в **п 1.4, 1.5**, система оптической накачки и сбора флюоресценции, в также устройство управления гироскопом, которое содержит каналы аналого-цифрового преобразования, формирователи цифровых сигналов.

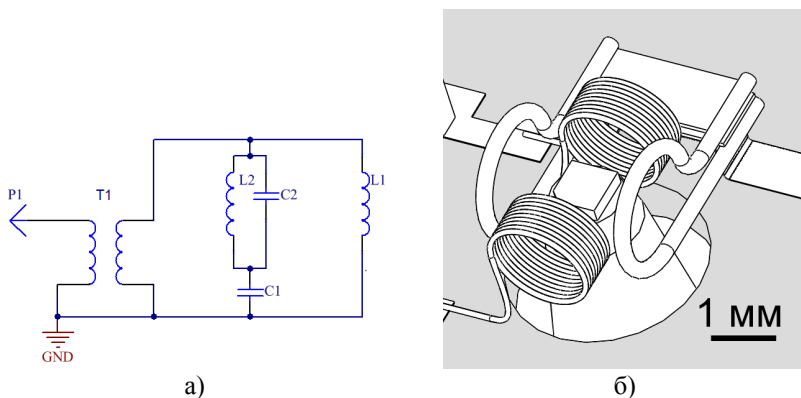


Рис. 4 — а) Электрическая схема для возбуждения сверхтонких переходов. $L1$ - катушка, создающая магнитное поле. $L1/C1$ - основной резонансный контур, $L2/C2$ - вспомогательный резонансный контур. $T1$ -трансформатор для согласования резонатора на 50 Ом. б) Взаимное расположение резонаторов для возбуждения магнитных переходов. Большие витки – квазигельмгольцевский резонатор. Пара многovitковых катушек – резонатор для возбуждения сверхтонких переходов. В середине на параболическом концентраторе находится алмаз. Серым цветом обозначена печатная плата, на которой располагаются резонаторы.

Разработан драйвер лазерного диода с обратной связью по интенсивности, амплитудно манипулируемый с глубиной 100%. В момент отключения лазера обратная связь запоминает значение тока через диод. При включении устанавливается запомненное значение, включается обратная связь, стабилизирующая интенсивность лазера. В качестве лазерного диода в установке использован мощный (1 Вт) многомодовый лазерный диод с длиной волны излучения 520 нм.

Сбор излучения производится с помощью концентратора, выполненного огранкой сапфирового цилиндра. По сравнению со стеклом показатель преломления сапфира (1.7) ближе к алмазу (2.4), а высокая теплопроводность позволяет уменьшить влияние нагрева алмаза при поглощении излучения оптической накачки.

В п 1.7 сформулированы основные выводы из первой главы.

Вторая глава посвящена исследованию температурного дрейфа постоянных сверхтонкой структуры. Частота переходов между сверхтонкими подуровнями зависит не только от магнитного поля, но и от квадрупольного сдвига сверхтонких подуровней Q и величины сверхтонкого расщепления $A_{||}$. При измерении вращения с использованием частоты перехода между сверхтонкими подуровнями на точность и дрейф измерения будет влиять стабильность величин Q , $A_{||}$. В данной главе произведено измерение зависимости Q , $A_{||}$ от температуры и сделан вывод относительно того, какие сверхтонкие подуровни использовать для измерения вращения.

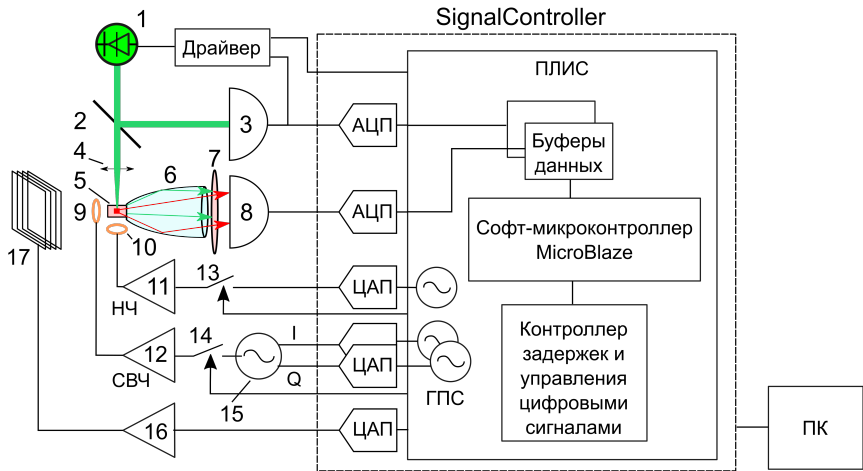


Рис. 5 — Структурная схема установки для измерения частот сверхтонких переходов NV^- центров. 1 – лазерный диод с длиной волны 520 нм, 2 – делитель пучка 5:95, 3 – фотодиод для регистрации интенсивности лазерного излучения, 4 – фокусирующая линза, 5 – алмаз с NV^- центрами, 6 – параболический концентратор для сбора флюоресценции, 7 – длинноволновый фильтр для отсеечения лазерного излучения, 8 – фотодиод для регистрации флюоресценции, 9,10 – СВЧ и НЧ резонаторы для возбуждения магнитных и сверхтонких переходов, 11,12 – НЧ и СВЧ усилители мощности, 13,14 – ключи, управляемые напряжением, 15 – генератор СВЧ сигнала в режиме квадратурной модуляции, 16 – источник тока для катушек Гельмгольца (17), АЦП – аналого-цифровой преобразователь, ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь, ГПС – генератор прямого цифрового синтеза, ПЛИС – программируемая логическая интегральная схема, ПК – персональный компьютер,

В **п 2.1** описана методика определения постоянных сверхтонкой структуры. Используя известные частоты четырех сверхтонких переходов $m_I = 0 \leftrightarrow m_I = \pm 1$ на подуровнях $m_S = \pm 1$, возможно вычислить величину квадратурного расщепления Q и продольную компоненту тензора сверхтонкого взаимодействия $A_{||}$.

Частоты сверхтонких переходов определяются при помощи эксперимента оптически детектируемого ядерного магнитного резонанса (рис. 6). Оптической накачкой и π -импульсом подготавливается состояние с населенностью на соответствующем электронном магнитном подуровне m_S . Пробный импульс производит перераспределение населенностей на сверхтонких подуровнях при совпадении частоты пробного импульса с частоте сверхтонкого перехода. Измерение населенности на сверхтонких подуровнях производится детектированием амплитуды сверхтонких резонансов в сигнале ОДМР (**п 1.4**). На зависимости

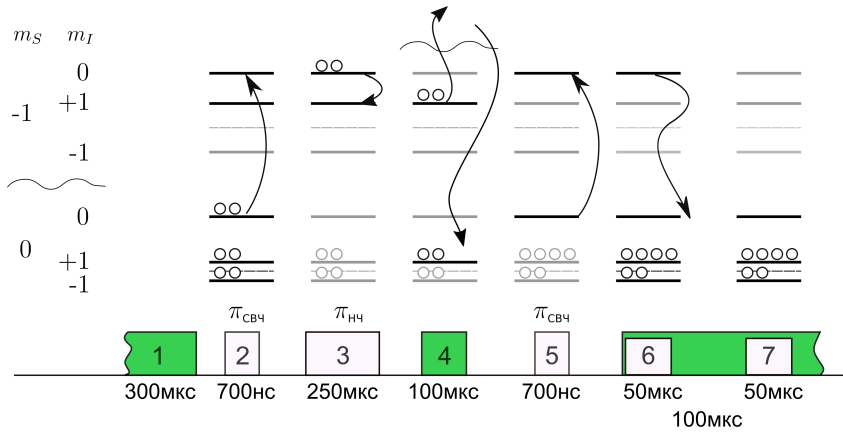


Рис. 6 — Последовательность импульсов для измерения оптически детектируемого ядерного магнитного резонанса. В верхней части показано, как ведет себя распределение населенности на сверхтонких подуровнях. Закрашенные импульсы соответствуют моментам включения оптической накачки. При совпадении частоты НЧ импульса 3 с частотой сверхтонкого перехода, сверхтонкий подуровень $m_S = 0, m_I = 0$ окажется обеднен на момент приложения импульса 5, что приведет к уменьшению амплитуды резонанса в спектре ОДМР, детектируемого импульсами 5,6,7.

населенности соответствующего сверхтонкого подуровня от частоты пробного импульса отчетливо виден спектральный контур на частоте сверхтонкого перехода (рис. 7).

В п 2.2 описана методика измерения температуры алмаза. При использовании внешнего термометра неизбежно влияние градиента температуры алмаз-термометр, которая неизбежно возникнет из-за разогрева алмаза излучением накачки. Для исключения ошибки температуры предложено использовать NV^- центр в качестве термометра[17].

Исходя из опубликованных данных, величина производной dD/dT расщепления в нулевом поле по температуре может меняться в зависимости от образца алмаза.

Для измерения зависимости $D(T)$ была собрана установка (рис. 8а). Исследуемый образец алмаза был погружен в жидкостный термостат. Температура алмаза будет равна температуре жидкости в термостате, чем достигается достоверность измерения температуры алмаза.

При сканировании температуры воды в термостате методом ОДМР производится измерение частот электронных магнитных переходов $f_{e\pm}$, соответствующих переходам $|m_S = 0, m_I = 0\rangle \leftrightarrow |m_S = \pm 1, m_I = 0\rangle$. Величина

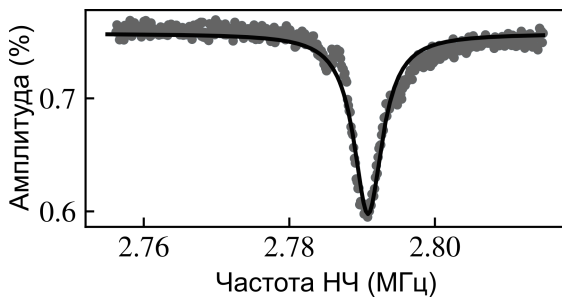


Рис. 7 — Сигнал оптически детектируемого ядерного магнитного резонанса, полученный из амплитуды резонанса $m_S = 0, m_I = 0 \leftrightarrow m_S = -1, m_I = 0$ в спектре ОДМР. Серые точки – данные эксперимента. Черная кривая – аппроксимация данных контуром Лоренца.

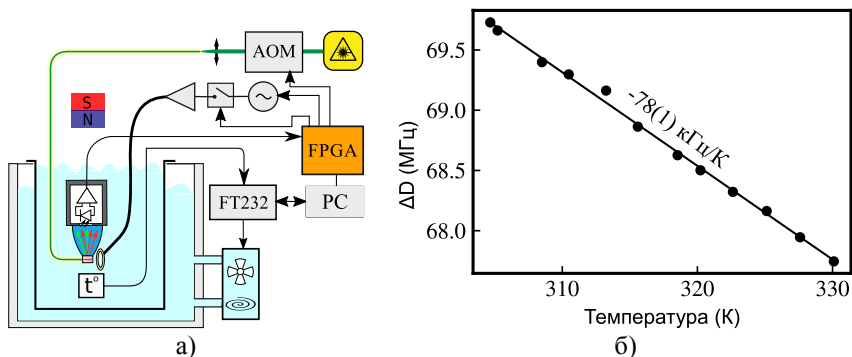


Рис. 8 — а) Схема установки для измерения зависимости величины спин-спинового взаимодействия от температуры. АОМ – акустооптический модулятор, FPGA – модуль управления установкой, PC – компьютер, FT232 – интерфейсный переходник для считывания температуры с термодатчика и управлением термостатом. б) Температурная зависимость величины спин-спинового взаимодействия.

спин-спинового взаимодействия вычисляется по формуле:

$$D = \frac{f_{e+} + f_{e-}}{2} \quad (1)$$

Из результатов эксперимента ОДМР при разной температуре получены данные зависимости $D(T)$ (рис. 8б) В диапазоне температур 305..330 К зависимость аппроксимирована линейной кривой с коэффициентом $-78(1) \text{ кГц/К}$.

В п 2.3 произведен анализ результатов эксперимента по измерению частот сверхтонких переходов при различной температуре алмаза.

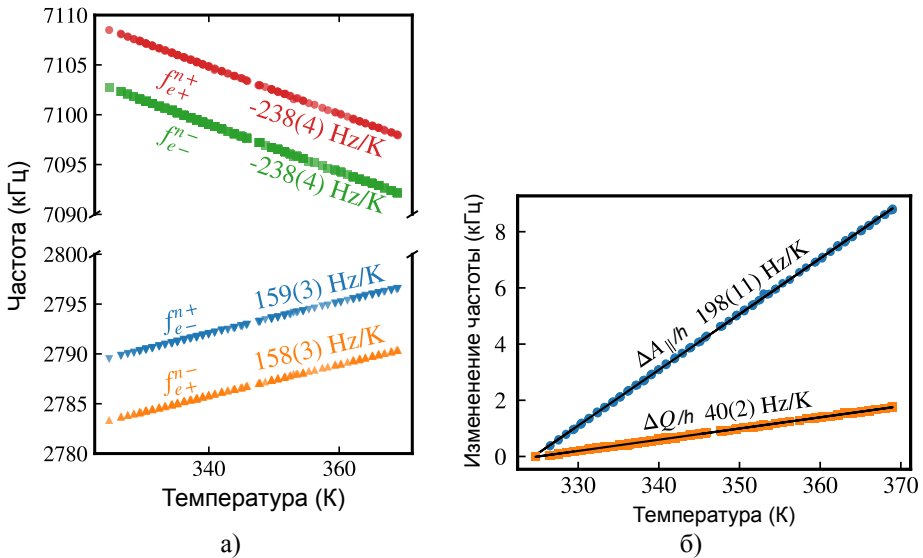


Рис. 9 — а) Зависимость частот сверхтонких переходов. Нижний индекс соответствует электронному магнитному подуровню, на котором опрашивалась частота ядерного перехода. Верхний индекс соответствует сверхтонкому подуровню между которым и подуровнем $m_I = 0$ опрашивается частота. б) Изменение величины квадрупольного сдвига (Q) и продольной компоненты тензора сверхтонкого расщепления ($A_{||}$) от температуры.

Используя методику из п 2.1 были проведены измерения частот сверхтонких переходов (рис. 9а) при различной температуре алмаза. Температуру алмаза изменялась при помощи элемента Пельтье, связанного через сапфировый столбик с алмазом. Используя методику определения из п 2.1 получены зависимости величин $A_{||}(T), Q(T)$, приведенные на рис. 9б. Температурные коэффициенты расщеплений составили $dA_{||}/dT = 198$ Гц/К, $dQ/dT = 40$ Гц/К.

В п 2.4 приведена оценка погрешностей измерения температурной зависимости. Во внимание приняты случайные ошибки модели аппроксимации, неоднородность пластины, ошибка связанная с недиагональными членами Гамильтониана, ошибка, вызванная погрешностью температурной калибровки. С учетом ошибки относительной ошибки 6% полученные значения выглядят как $dA_{||}/dT = 198(11)$ Гц/К, $dQ/dT = 40(2)$ Гц/К.

В **п 2.5** оценено влияние температурного дрейфа сверхтонкого расщепления на сигнал вращения ядерного спина. Из полученных температурных зависимостей установлено, что измерение скорости вращения с помощью опроса только одного из сверхтонких переходов даст ошибку не менее $14^\circ \cdot \text{с}^{-1}$ при отклонении температуры алмаза на 1 мК. Ошибка, вызванная температурной нестабильностью, может быть исключена путем опроса частоты выбранных из трех пар сверхтонких переходов и вычислением скорости вращения из разности определенных частот сверхтонких переходов.

В **п 2.6** приведены основные выводы второй главы.

Третья глава посвящена измерению скорости вращения с использованием ансамбля ядерных спинов NV^- центра.

В **п 3.1** представлен метод измерения расщепления между сверхтонкими подуровнями $m_I = +1$ и $m_I = -1$ на электронном магнитном подуровне $m_S = 0$ основного состояния NV^- центра. Измерение величины расщепления происходит с использованием суперпозиционного состояния между подуровнями $|m_S = 0, m_I = +1\rangle$ и $|m_S = 0, m_I = -1\rangle$, как это сделано при измерении магнитного поля в работе [27]. Введем базис светлого (B) и темного (D) состояния: $|B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|m_I = +1\rangle + |m_I = -1\rangle)$, $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|m_I = +1\rangle - |m_I = -1\rangle)$.

Измерение начинается с подготовки состояния $|m_S = 0, m_I = 0\rangle$ (**п 1.4**). Короткий π -импульс на частоте $Q = 4.95$ МГц переводит NV^- центр из состояния $|m_I = 0\rangle$ в состояние $|B\rangle$. За время τ , которая система предоставлена сама себе, состояние эволюционирует по закону $\cos(2\pi\Delta_{\pm 1}t)|B\rangle + \sin(2\pi\Delta_{\pm 1}t)|D\rangle$, где $\Delta_{\pm 1}$ - расщепление между подуровнями $m_I = +1$ и $m_I = -1$ на подуровне $m_S = 0$. Величина расщепления складывается из ядерного эффекта Зеемана (γ_n - гиромангнитное отношение ^{14}N) и скорости вращения (Ω_R):

$$\Delta_{\pm 1} = 2(\gamma_n B_z + \Omega_R/2\pi) \quad (2)$$

Повторный короткий импульс на частоте Q , переводит населенность уровня $|B\rangle$ в $|0\rangle$. Измеряя населенность на подуровне $m_I = 0$ (**п 1.4**) по интенсивности флюоресценции при сканировании времени τ получается сигнал биений на частоте $\Delta_{\pm 1}$, рис. 10.

График биений аппроксимируется модельной функцией:

$$I(\tau) = I_0 + R e^{-\frac{\tau}{T_2^*}} \cos(2\pi\Delta_{\pm 1}t + \phi_0) + R_1 e^{-\frac{\tau}{T_1}} \quad (3)$$

Где $I_0, R, T_2^*, \phi_0, R_1, T_1, \Delta_{\pm 1}$ - параметры модельной функции. Для вычисления частоты биений предложено измерять сигнал биений в при двух временах τ_+, τ_- , с максимальной положительной и отрицательной производной вблизи времени T_2^* (рис. 10).

Используя данные, полученные от двух измерений, постоянная компонента I_0 в сигнале вычитается.

В **п 3.2** описан метод вычитания сигнала магнитного поля. Методом ОДМР производится измерение частот электронных магнитных переходов $f_{e\pm}$, соответствующих переходам $|m_S = 0, m_I = 0\rangle \leftrightarrow |m_S = \pm 1, m_I = 0\rangle$. Проекция

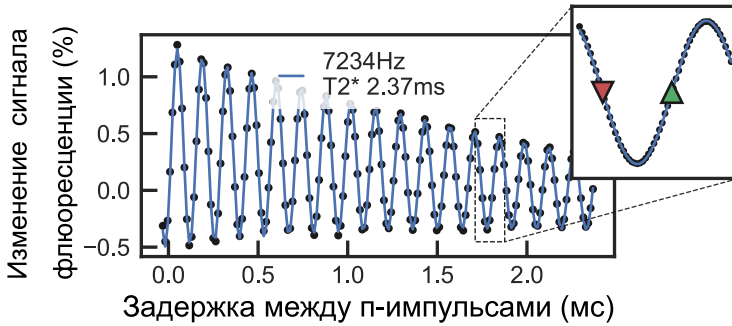


Рис. 10 — Сигнал биений на частоте запрещенного перехода между сверхтонкими подуровнями $m_I = +1$ $m_I = -1$ электронного магнитного подуровня $m_S = 0$. Вложенный график показывает выбор двух точек по времени для измерения частоты биения по двум измерениям.

магнитного поля на ось NV вычисляется по формуле:

$$B_z = \frac{f_{e+} - f_{e-}}{2\gamma_e}$$

Измерение магнитного поля производится при помощи того же ансамбля, что и измерение вращения, установка переключается во времени между режимами магнитометра и гироскопа. Используя частоту биений из [п 3.1](#) при условии скорость вращения вычисляется по формуле:

$$\Omega_R = \frac{1}{2} \left(\Delta_{\pm 1} - \frac{\gamma_n}{\gamma_e} (f_{e+} - f_{e-}) \right)$$

В [п 3.3](#) описывается установка для измерения скорости вращения. На вращающуюся вокруг вертикальной оси платформу установлен автономный источник питания, компьютер и установка, описанная в [п 1.6](#). Установка поставлена таким образом, что ось NV центра совпадает с осью вращения платформы. Дополнительно к компьютеру подключен микроэлектромеханический гироскоп GYRO2300, ось чувствительности которого совпадает с осью вращения.

В [п 3.4](#) описывается эксперимент по измерению скорости вращения.

Используя пульт управлением скорости в ручном режиме платформа вращалась в 3 скоростных режимах в обоих направлениях попеременно в течение около минуты на каждой скорости.

В результате обработки данных сигнала флюоресценции, получен сигнал NV гироскопа, показанный на (рис. 11). Усредняя данные на каждом из временных интервалов вращения с постоянной скоростью, получена зависимость сигнала гироскопа от скорости вращения платформы.(рис. 12) Полученный коэффициент находится в пределах двух стандартных отклонений от 1.

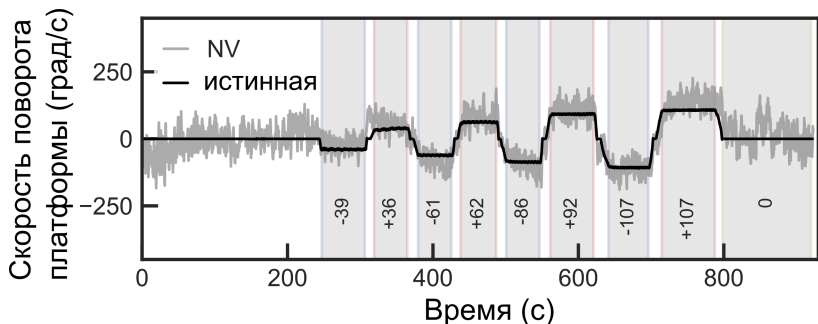


Рис. 11 — Сигнал частоты вращения, полученный с помощью гироскопа на NV центре — серый график. Истинная скорость вращения платформы — черный график. Время усреднения данных - 1 с. В нижней части графика указана скорость вращения в градусах в секунду.

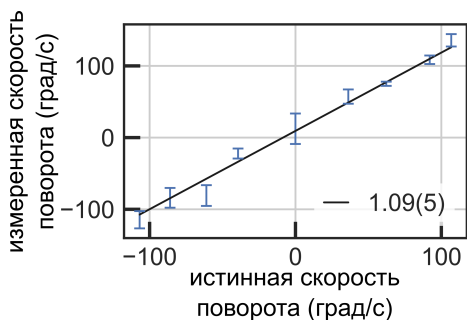


Рис. 12 — Усредненный сигнал скорости вращения, полученный с помощью гироскопа на NV центре в зависимости от истинной скорости вращения платформы.

В [п 3.4](#) приведены основные результаты третьей главы

Четвертая глава посвящена измерению времени продольной релаксации ядерного спина NV⁻ центра.

В [п 4.1](#) описан эксперимент по измерению времени продольной релаксации. Эксперимент состоит из подготовки состояния NV⁻ центра с заселением сверхтонкого подуровня $m_I = 0$ ([п 1.4](#)), паузой для релаксации населенности и измерением населенностей на сверхтонких подуровнях. Для чистоты эксперимента необходимо было исключить влияние лазерного излучения за время между подготовкой и измерением состояния. Драйвер лазерного диода модифицирован для максимизации коэффициента ослабления излучения накачки в выключенном состоянии. Лазерный диод шунтирован полевым транзистором, который открывается в то время, когда лазер выключен.

В [п 4.2](#) производится анализ экспериментальных результатов.

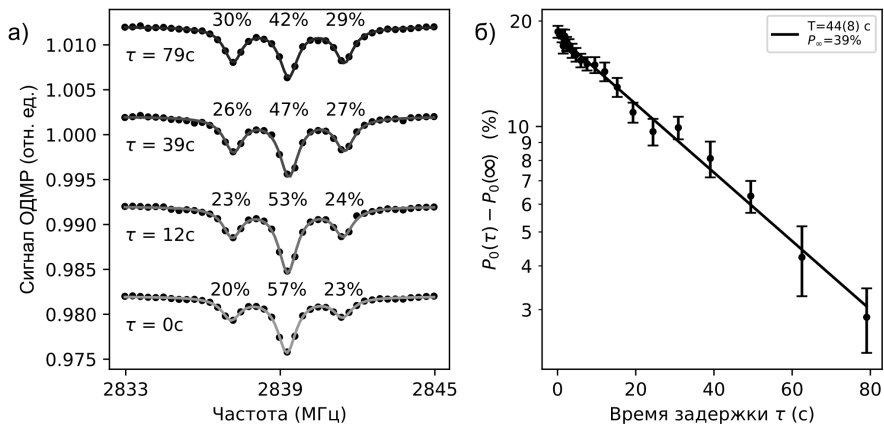


Рис. 13 — а) Сигнал ОДМР в зависимости от времени задержки между подготовкой и измерением состояния ядерных подуровней. б) Зависимости населенности ядерного подуровня $m_I = 0$ от времени задержки.

Населенность на подуровне $m_I = 0$ оценена используя амплитуды соответствующих сверхтонких резонансов (п 1.4). Из экспоненциальной модели затухания населенности (Рис 13) получено время продольной релаксации 44(8) с.

В п 4.3 приведен теоретический расчет времени продольной релаксации. В качестве основной причины продольной релаксации выдвинута гипотеза, что смешение состояния ядерного спина и состояния электронного спина вместе с релаксацией ядерного спина приводит к продольной релаксации ядерного спина.

В п 4.4 приведены основные результаты четвертой главы.

В заключении приведены основные результаты работы:

1. Создана экспериментальная установка для исследования стабильности частот сверхтонких переходов основного состояния ансамбля NV^- центров. Продемонстрированы осцилляции Раби между сверхтонкими и электронными магнитными подуровнями. Используя алгоритм динамической поляризации ядерного спина, была получена населенность 80 % на ядерном магнитном подуровне $m_I = 0$.
2. Исследована температурная зависимость величины квадрупольного расщепления, а также продольной компоненты сверхтонкого расщепления основного состояния в NV^- центре в диапазоне температур 325..370 К. Температурный коэффициент квадрупольного расщепления сверхтонких подуровней составил 40 ± 2 Гц/К. Температурный коэффициент продольной компоненты тензора сверхтонкого взаимодействия составил 198 ± 11 Гц/К.
3. Разработан протокол возбуждения оптических, электронных и ядерных магнитных переходов в NV^- центре для измерения сдвига частоты сверхтонких переходов, вызванного вращением установки с алмазом

в пространстве. Температурный сдвиг частот сверхтонких переходов исключен за счёт опроса разности частот двух сверхтонких переходов путем подготовки суперпозиционного состояния сверхтонких подуровней с проекцией ядерного спина +1 и -1. Протокол включает измерение магнитного поля путём опроса переходов между электронными магнитными подуровнями основного состояния NV^- центра.

4. Впервые измерен сдвиг частот сверхтонких переходов, вызванный вращением установки с ансамблем NV^- центров в пространстве. Вращение установки производилось со скоростями в диапазоне ± 100 градусов/секунду. Стабильность измерения частоты перехода, скорректированного на флуктуации внешнего магнитного поля, составила $4 \cdot 10^{-6}$. Флуктуации магнитного поля были скорректированы при помощи магнитометра, реализованного с использованием того же ансамбля NV^- центров.
5. Исследовано время продольной релаксации населенностей ядерных магнитных подуровней NV^- центров. Время продольной релаксации составило 44 секунды при магнитном поле 1 мТл, необходимом для выделения резонансов одной из четырех ориентаций NV^- центра, что не является ограничивающим фактором для увеличения чувствительности гироскопа на ядерном спине NV^- центра.

Публикации автора по теме диссертации

В изданиях, входящих в международную базу цитирования Web of Science

- A1. Nuclear Spin Gyroscope based on the Nitrogen Vacancy Center in Diamond / V. V. Soshenko, S. V. Bolshedvorskii, O. Rubinas, V. N. Sorokin, A. N. Smolyaninov, V. V. Vorobyov, A. V. Akimov // Phys. Rev. Lett. — 2021. — May. — Vol. 126, issue 19. — P. 197702. — (WoS, Scopus).
- A2. Temperature drift rate for nuclear terms of the NV-center ground-state Hamiltonian / V. V. Soshenko, V. V. Vorobyov, S. V. Bolshedvorskii, O. Rubinas, I. Cojocar, B. Kudlatsky, A. I. Zelenev, V. N. Sorokin, A. N. Smolyaninov, A. V. Akimov // Phys. Rev. B. — 2020. — Sept. — Vol. 102, issue 12. — P. 125133. — (WoS, Scopus).
- A3. 3D Uniform Manipulation of NV Centers in Diamond Using a Dielectric Resonator Antenna / P. Kapitanova, V. V. Soshenko, V. V. Vorobyov, D. Dobrykh, S. V. Bolshedvorskii, V. N. Sorokin, A. V. Akimov // JETP Letters. — 2018. — Nov. — Vol. 108, no. 9. — P. 588—595. — (WoS, Scopus).
- A4. Microwave Antenna for Exciting Optically Detected Magnetic Resonance in Diamond NV Centers / V. V. Soshenko, O. R. Rubinas, V. V. Vorobyov, S. V. Bolshedvorskii, P. V. Kapitanova, V. N. Sorokin, A. V. Akimov // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2018. — Август. — Т. 45, № 8. — С. 237—240. — (WoS).

- A5. Measurement of the longitudinal relaxation time for the nitrogen nuclear spin in a nitrogen-vacancy colour centre of diamond / V. Soshenko, I. Cojocar, S. Bolshedvorskii, O. Rubinas, A. Smolyaninov, V. Vorobyov, V. Sorokin, A. Akimov // *Quantum Electronics*. — 2021. — Dec. — Vol. 51, no. 12. — P. 1144—1147. — (WoS).

Зарегистрированные патенты

- П1. Гироскоп на *nv*-центрах в алмазе : WO2018097764A1 / В. В. Воробьев, В. В. Сошенко, С. В. Большедворский, А. В. Акимов, А. Н. Смолянинов. — Заявл. 28.11.2016.
- П2. Прецизионный твердотельный квантовый гироскоп непрерывного действия на базе спинового ансамбля в алмазе : WO2019103663A1 / В. В. Воробьев, В. В. Сошенко, С. В. Большедворский, А. В. Акимов, А. Н. Смолянинов. — Заявл. 23.11.2017.

В сборниках трудов конференций

- K1. Temperature dependence of hyperfine interaction in NV center / V. V. Soshenko, V. V. Vorobyov, S. V. Bolshedvorskii, O. R. Rubinas, B. A. Kudlatsky, V. N. Sorokin, A. N. Smolyaninov, A. V. Akimov // *Symposium Latsis 2019 on Diamond Photonics - Physics, Technologies and Applications*. — Optica Publishing Group, 2019. — С. 20.
- K2. Temperature related shift in the hyperfine structure of NV ground state / V. Vorobyov, V. Soshenko, S. Bolshedvorskii, O. Rubinas, B. Kudlatsky, V. Sorokin, A. Smolyaninov, A. Akimov // *XIII International conference on hole burning, single molecule, and related spectroscopies: science and applications*. — 2018. — P. 111.

Список литературы

1. An advanced ITAR-Free INS/GPS designed and developed in Italy / G. Mattei, F. Scibona, L. Rosa, M. Lucchesini, A. Esposito, D. Tonelli // *2018 DGON Inertial Sensors and Systems (ISS)*. — 2018. — С. 1—17.
2. *Vanegas, F.* Enabling UAV navigation with sensor and environmental uncertainty in cluttered and GPS-denied environments / F. Vanegas, F. Gonzalez // *Sensors (Switzerland)*. — 2016. — Т. 16, № 5.
3. *Khatab, A.* High Accuracy GPS-Free Vehicle Localization Framework via an INS-Assisted Single RSU / A. Khatab, Y. A. Fahmy, A. A. Wahab // *International Journal of Distributed Sensor Networks*. — 2015. — Т. 11, № 5. — С. 795036.
4. Gyroscope Technology and Applications: A Review in the Industrial Perspective / V. M. N. Passaro, A. Cuccovillo, L. Vaiani, M. D. Carlo, C. E. Campanella // *Sensors (Basel, Switzerland)*. — 2017. — Т. 17.

5. *Kornack, T. W.* Nuclear spin gyroscope based on an atomic comagnetometer / T. W. Kornack, R. K. Ghosh, M. V. Romalis // *Physical Review Letters*. — 2005. — T. 95, № 23. — C. 2—5. — arXiv: [0505089 \[physics\]](https://arxiv.org/abs/0505089).
6. *Walker, T. G.* Spin-Exchange-Pumped NMR Gyros / T. G. Walker, M. S. Larsen // *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2016. — T. 65. — C. 373—401. — arXiv: [1604.03982](https://arxiv.org/abs/1604.03982).
7. Nuclear Magnetic Resonance Gyro: Ultimate Parameters / A. K. Vershovskii, Y. A. Litmanovich, A. S. Pazgalev, V. G. Peshekhonov // *Gyroscopy and Navigation*. — 2018. — T. 9, № 3. — C. 162—176.
8. *Zhang, K.* Closed-Loop Nuclear Magnetic Resonance Gyroscope Based on Rb-Xe / K. Zhang, N. Zhao, Y.-H. Wang // *Scientific Reports*. — 2020. — T. 10, № 1. — C. 2258.
9. Liquid-state nuclear spin comagnetometers / M. P. Ledbetter, S. Pustelny, D. Budker, M. V. Romalis, J. W. Blanchard, A. Pines // *Physical Review Letters*. — 2012. — T. 108, № 24. — C. 1—5. — arXiv: [arXiv:1201.4438v2](https://arxiv.org/abs/1201.4438v2).
10. *Ajoy, A.* Stable three-axis nuclear-spin gyroscope in diamond / A. Ajoy, P. Cappellaro // *Physical Review A*. — 2012. — T. 86, № 6. — C. 062104.
11. High-Scalability CMOS Quantum Magnetometer With Spin-State Excitation and Detection of Diamond Color Centers / M. I. Ibrahim, C. Foy, D. R. Englund, R. Han // *IEEE Journal of Solid-State Circuits*. — 2021. — T. 56, № 3. — C. 1001—1014.
12. Non-invasive detection of animal nerve impulses with an atomic magnetometer operating near quantum limited sensitivity / K. Jensen, R. Budvytyte, R. A. Thomas, T. Wang, A. M. Fuchs, M. V. Balabas, G. Vasilakis, L. D. Mosgaard, H. C. Stärkind, J. H. Müller, T. Heimburg, S.-P. Olesen, E. S. Polzik, R. S. Wijesinghe, F. L. H. Gielen, J. P. Wikswo, J. P. Wikswo, J. P. Barach, J. A. Freeman, D. Budker, M. Romalis, I. K. Kominis, T. W. Kornack, J. C. Allred, M. V. Romalis, O. Alem, T. H. Sander, O. Alem, A. M. Benison, D. S. Barth, J. Kitching, S. Knappe, W. Wasilewski, G. Bison, G. Vasilakis, M. V. Balabas, M. V. Balabas, T. Karaulanov, M. P. Ledbetter, D. Budker, K. Krnjevic, R. S. Wijesinghe, F. L. H. Gielen, J. P. Wikswo, D. Sheng, S. Li, N. Dural, M. V. Romalis, M. Hämmäläinen, R. Hari, R. J. Ilmoniemi, J. Knuutila, O. V. Lounasmaa, H. Riitta, H. Xia, A. B.-A. Baranga, D. Hoffman, M. V. Romalis, R. Katsuki // *Scientific Reports*. — 2016. — Июль. — T. 6. — C. 29638.
13. Broadband magnetometry and temperature sensing with a light trapping diamond waveguide / H. Clevenson, M. E. Trusheim, T. Schroder, C. Teale, D. Braje, D. Englund // *Nature Physics*. — 2015. — T. 11, May. — C. 393—397. — arXiv: [1406.5235](https://arxiv.org/abs/1406.5235).

14. Nanoscale nuclear magnetic resonance with chemical resolution / N. Aslam, M. Pfender, P. Neumann, R. Reuter, A. Zappe, F. F. De Oliveira, A. Denisenko, H. Sumiya, S. Onoda, J. Isoya, J. Wrachtrup // *Science*. — 2017. — Т. 357, № 6346. — С. 67—71.
15. High-resolution magnetic resonance spectroscopy using a solid-state spin sensor / D. R. Glenn, D. B. Bucher, J. Lee, M. D. Lukin, H. Park, R. L. Walsworth // *Nature Publishing Group*. — 2018. — Т. 555, № 7696. — С. 351—354.
16. Nanometre-scale thermometry in a living cell / G. Kucsko, P. C. Maurer, N. Y. Yao, M. Kubo, H. J. Noh, P. K. Lo, H. Park, M. D. Lukin // *Nature*. — 2013. — Июль. — Т. 500, № 7460. — С. 54—58.
17. Temperature dependence of the nitrogen-vacancy magnetic resonance in diamond / V. M. Acosta, E. Bauch, M. P. Ledbetter, A. Waxman, L. S. Bouchard, D. Budker // *Physical Review Letters*. — 2010. — Т. 104, № 7. — С. 1—4. — arXiv: [0911.3938](https://arxiv.org/abs/0911.3938).
18. Electric-field sensing using single diamond spins / F. Dolde, H. Fedder, M. W. Doherty, T. Nöbauer, F. Rempp, G. Balasubramanian, T. Wolf, F. Reinhard, L. C. Hollenberg, F. Jelezko, J. Wrachtrup // *Nature Physics*. — 2011. — Апр. — Т. 7, № 6. — С. 459—463.
19. Thin Circular Diamond Membrane with Embedded Nitrogen-Vacancy Centers for Hybrid Spin-Mechanical Quantum Systems / S. A. Momenzadeh, F. F. de Oliveira, P. Neumann, D. B. Rao, A. Denisenko, M. Amjadi, Z. Chu, S. Yang, N. B. Manson, M. W. Doherty [и др.] // *Physical Review Applied*. — 2016. — Т. 6, № 2. — С. 024026.
20. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond / M. W. Doherty, N. B. Manson, P. Delaney, F. Jelezko, J. Wrachtrup, L. C. Hollenberg // *Physics Reports*. — 2013. — Т. 528, № 1. — С. 1—45.
21. *Thiering, G. ő.* Theory of the optical spin-polarization loop of the nitrogen-vacancy center in diamond / G. ő. Thiering, A. Gali // *Phys. Rev. B*. — 2018. — Август. — Т. 98, вып. 8. — С. 085207.
22. *Gali, Á.* Ab initio theory of the nitrogen-vacancy center in diamond / Á. Gali // *Nanophotonics*. — 2019. — Т. 8, № 11. — С. 1907—1943.
23. *Acosta, V. M.* Optical Magnetometry with Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond : PhD thesis / Acosta Victor Marcel. — University of California, Berkeley, 2011.
24. Spin dynamics in the optical cycle of single nitrogen-vacancy centres in diamond / L. Robledo, H. Bernien, T. V. D. Sar, R. Hanson // *New Journal of Physics*. — 2011. — Т. 13. — arXiv: [1010.1192](https://arxiv.org/abs/1010.1192).

25. Optical polarization of nuclear ensembles in diamond / R. Fischer, A. Jarmola, P. Kehayias, D. Budker // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. — 2013. — arXiv: [1202.1072](https://arxiv.org/abs/1202.1072).
26. Recursive polarization of nuclear spins in diamond at arbitrary magnetic fields / D. Pagliero, A. Laraoui, J. D. Henshaw, C. A. Meriles // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Т. 105, № 24. — arXiv: [arXiv:1412.5441](https://arxiv.org/abs/1412.5441).
27. Ultralong Dephasing Times in Solid-State Spin Ensembles via Quantum Control / E. Bauch, C. A. Hart, J. M. Schloss, M. J. Turner, J. F. Barry, P. Kehayias, S. Singh, R. L. Walsworth // *Phys. Rev. X*. — 2018. — Июль. — Т. 8, вып. 3. — С. 031025.