

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»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Сорокин Вадим Николаевич  
Научный консультант:  
кандидат физико-математических наук  
Акимов Алексей Владимирович

Москва — 2022

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	<b>5</b>
<b>Глава 1. Измерение скорости вращения с помощью ансамбля ядерных спинов</b> . . . . .	<b>11</b>
1.1 Динамический гироскоп на ядерном спине . . . . .	11
1.1.1 Спин частицы как гироскоп . . . . .	11
1.1.2 Ларморовская прецессия . . . . .	12
1.1.3 Сложение угловых скоростей при вращении . . . . .	13
1.1.4 Вращение наблюдателя поперек направления магнитного поля . . . . .	14
1.2 NV центр . . . . .	16
1.2.1 Уровни энергии $NV^-$ центра . . . . .	17
1.2.2 Оптическая накачка и детектирование населенности магнитного подуровня $m_S = 0$ . . . . .	20
1.2.3 Структура уровней основного состояния $NV^-$ центра . . . . .	21
1.3 Подготовка и измерение населенности сверхтонких подуровней . . . . .	24
1.3.1 Поляризация ядерного спина в поле 50 мТл . . . . .	24
1.3.2 Динамическая поляризация ядерного спина . . . . .	26
1.3.3 Измерение населенности сверхтонких подуровней . . . . .	28
1.4 Возбуждение электронных магнитных переходов . . . . .	31
1.4.1 Диэлектрический резонатор . . . . .	31
1.4.2 Исследование структуры поля внутри резонатора . . . . .	32
1.4.3 Квазигельмгольцевский резонатор . . . . .	36
1.5 Возбуждение сверхтонких переходов . . . . .	38
1.5.1 Двухчастотный резонатор . . . . .	38
1.5.2 Испытание двухчастотного резонатора . . . . .	39
1.6 Экспериментальная установка для спектроскопии сверхтонких переходов . . . . .	42
1.7 Результаты Главы 1 . . . . .	44
<b>Глава 2. Температурная зависимость сверхтонкой структуры <math>NV^-</math> центра</b> . . . . .	<b>45</b>
2.1 Определение постоянных сверхтонкого расщепления $NV^-$ центра . . . . .	45

	Стр.
2.1.1	Измерение частот сверхтонких переходов NV <sup>-</sup> центра . . . . . 47
2.2	Измерение температуры алмаза . . . . . 51
2.2.1	Измерение температуры алмаза по спектру ОДМР . . . . . 51
2.2.2	Калибровка измерения температуры . . . . . 52
2.3	Измерение температурной зависимости частот сверхтонких переходов . . . . . 55
2.4	Оценка погрешностей измерения . . . . . 57
2.4.1	Случайная ошибка моделей аппроксимации . . . . . 58
2.4.2	Разброс значений производной в разных областях пластины 58
2.4.3	Ошибка связанная с недиагональными членами Гамильтониана . . . . . 59
2.4.4	Ошибка, вызванная погрешностью температурной калибровки . . . . . 61
2.4.5	Суммарная погрешность определения температурных коэффициентов . . . . . 61
2.5	Влияние температурного дрейфа сверхтонкой структуры на измерение скорости вращения . . . . . 62
2.6	Результаты Главы 2 . . . . . 63
<b>Глава 3. Измерение скорости вращения лабораторной системы координат с помощью ансамбля ядерных спинов азота в NV<sup>-</sup> центре . . . . . 64</b>	
3.1	Измерение расщепления между сверхтонкими подуровнями $m_I = \pm 1$ электронного подуровня $m_S = 0$ . . . . . 64
3.1.1	Вычисление частоты расщепления по двум точкам на графике биений . . . . . 68
3.1.2	Определение скорости вращения из расщепления между сверхтонкими подуровнями . . . . . 69
3.1.3	Удвоение полезного сигнала инверсией населенности ядерных подуровней . . . . . 70
3.2	Компенсация флуктуаций магнитного поля . . . . . 71
3.2.1	Магнитометр на базе NV <sup>-</sup> центров . . . . . 71
3.2.2	Калибровка магнитометра . . . . . 72
3.3	Установка для измерения скорости вращения . . . . . 74

	Стр.
3.4 Эксперимент по измерению скорости вращения . . . . .	77
3.4.1 Протокол для измерения скорости вращения . . . . .	77
3.5 Результаты Главы 3 . . . . .	80
<b>Глава 4. Измерение времени релаксации населенности сверхтонких     подуровней основного состояния NV<sup>-</sup> центра . . . . .</b>	<b>82</b>
4.1 Методика измерения . . . . .	82
4.2 Результаты измерения . . . . .	83
4.3 Теоретическая модель, описывающая продольную релаксацию. . . . .	85
4.4 Влияние продольной релаксации на предельную чувствительность измерения вращения . . . . .	86
4.5 Результаты Главы 4 . . . . .	87
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>88</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>91</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>	<b>101</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>	<b>103</b>
<b>Приложение А. Гамильтониан основного состояния NV<sup>-</sup> центра . . . . .</b>	<b>104</b>
<b>Приложение Б. Поправки второго порядка к уровням энергии     основного оптического состояния NV центра . . . . .</b>	<b>106</b>

## Введение

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 [20].

**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 маг-

нитном 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  $40 \pm 2$  Гц/К в диапазоне температур 325-370 К для алмаза с концентрацией  $NV^-$  центров  $3 \cdot 10^{15}$  мм<sup>-3</sup>, выращенного методом высоких температур и давлений.
2. Продольная компонента тензора сверхтонкого расщепления основного состояния  $NV^-$  центра зависит от температуры, температурный коэффициент равен  $198 \pm 11$  Гц/К в диапазоне температур 325-370 К для алмаза с концентрацией  $NV^-$  центров  $3 \cdot 10^{15}$  мм<sup>-3</sup>, выращенного методом высоких температур и давлений.
3. Впервые сделанный гироскоп на базе ансамбля ядерных спинов  $NV^-$  центров объемом  $1 \cdot 10^{-4}$  мм<sup>3</sup> и концентрации  $2 \cdot 10^{14}$  мм<sup>-3</sup> 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  $44 \pm 8$  с в алмазе, выращенном методом высоких температур и давлений, с концентрацией  $NV^-$  центров  $2 \cdot 10^{14}$  мм<sup>-3</sup>.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается соответствием более поздним работам других авторов, использованием современной калиброванной измерительной аппаратурой, 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.

### **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.
- 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. Zeleneev, V. N. Sorokin, A. N. Smolyaninov, A. V. Akimov // *Phys. Rev. B.* — 2020. — Sept. — Vol. 102, issue 12. — P. 125133.
- 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.
- 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. — Авг. — Т. 45, № 8. — С. 237—240.
- 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.

### **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.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и 2 приложений. Полный объем диссертации составляет 107 страниц, включая 43 рисунка и 5 таблиц. Список литературы содержит 68 наименований.

## Глава 1. Измерение скорости вращения с помощью ансамбля ядерных спинов

В данной главе будут рассмотрен принцип измерения вращения лабораторной системы отсчета с использованием ядерного спина азота.

### 1.1 Динамический гироскоп на ядерном спине

#### 1.1.1 Спин частицы как гироскоп

Проведем аналогию между спином частицы и классическим гироскопом. Классический гироскоп представляет собой тело, свободно вращающееся вокруг одной из главных осей. Ось вращения закреплена на кардановом подвесе и может свободно поворачиваться. Если раскрутить тело вокруг оси вращения, то при отсутствии трения в кардановом подвесе момент импульса тела будет сохраняться. Вместе с моментом импульса будет сохраняться ориентация оси вращения в инерциальной системе. При этом наблюдатель по изменению ориентации оси вращения тела внутри подвеса может судить о собственном повороте вокруг двух из трех осей координат. Вращение по третьей оси можно обнаружить по изменению скорости вращения тела только при полном отсутствии трения в оси.

Механический момент (спин) присущий элементарной частицы или ядра атома при отсутствии внешних моментов сил может выступить в качестве гироскопа. Данная идея лежит в основе позиционного или статического ядерного гироскопа. С механическим моментом частицы всегда связан ее магнитный дипольный момент. Ненулевое внешнее магнитное поле приводит к прецессии магнитного момента и не позволяет говорить о сохранении ориентации спина. На примере ядерного спина азота (гиромагнитное отношение  $3 \text{ МГц} \cdot \text{Тл}^{-1}$ ), наличие магнитного поля всего в  $3,8 \text{ пТл}$  уже приведет к повороту направления механического момента со скоростью вращения Земли  $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ Гц}$ . Для возможности измерения скорости вращения Земли статическим гироскопом необходимо ослабить внешнее магнитное поле  $0,5 \text{ мТл}$  на 8 порядков по величине, что сложно реализуемо.

Динамический ядерный гироскоп основан на другой принципе. Частица находится в известном ненулевом магнитном поле. Частота прецессии в инерциальной системе отсчета вычисляется исходя из известного гиромангнитного отношения. При повороте наблюдателя вокруг направления магнитного поля будет изменяться регистрируемая им частота прецессии. Сдвиг частоты будет равен проекции угловой скорости вращения наблюдателя на магнитное поле.

### 1.1.2 Ларморовская прецессия

Рассмотрим в классическом приближении частицу с моментом импульса  $\vec{I}$  и магнитным дипольным моментом  $\vec{\mu} = \gamma\vec{I}$  в магнитном поле с индукцией  $\vec{B}$ , направленной вдоль оси  $z$ . На магнитный момент действует механический момент:

$$\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B} = \gamma\vec{I} \times \vec{B} \quad (1.1)$$

Что приводит к изменению момента импульса( $\vec{I}$ ) согласно закону:

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{M} = \gamma\vec{I} \times \vec{B} \quad (1.2)$$

Дифференциальное уравнение (1.1.2) имеет решение в виде:

$$\begin{aligned} I_x(t) &= I_x(0)\cos(\gamma B_z t) + I_y(0)\sin(\gamma B_z t) \\ I_y(t) &= -I_x(0)\sin(\gamma B_z t) + I_y(0)\cos(\gamma B_z t) \\ I_z(t) &= I_z(0) \end{aligned} \quad (1.3)$$

Если момент импульса имеет ненулевую компоненту  $\vec{I}_{xy}$  в плоскости XY, тогда вектор  $\vec{I}$  описывает в плоскости XY окружность (прецессирует) с циклической частотой  $\Omega_L = \gamma B_z$ , называемой Ларморовской. Движение частицы называется Ларморовской прецессией. В общем виде вектор угловой скорости движения механического момента  $\vec{I}$  будет равен:

$$\vec{\Omega}_L = -\gamma\vec{B} \quad (1.4)$$

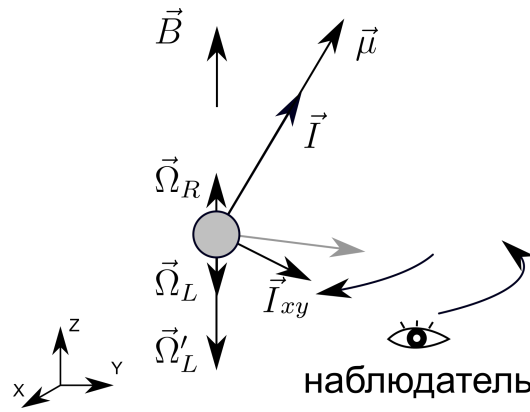


Рисунок 1.1 — Ларморовская прецессия и вращение наблюдателя.

### 1.1.3 Сложение угловых скоростей при вращении

Предположим, что следящий за прецессией магнитного момента из наблюдатель поворачивается вокруг оси  $z$  по отношению к инерциальной системе отсчёта с угловой скоростью  $\vec{\Omega}_R$  (рис. 1.1). Обозначим наблюдаемую в лабораторной системе отсчёта угловую скорость прецессии как  $\vec{\Omega}'_L$ . Тогда мгновенные угловые скорости сложатся по закону [29, с. 77—78]:

$$\vec{\Omega}_L = \vec{\Omega}'_L + \vec{\Omega}_R \quad (1.5)$$

Вектор наблюдаемой ларморовской угловой скорости магнитного момента будет задаваться как:

$$\vec{\Omega}'_L = \vec{\Omega}_L - \vec{\Omega}_R \quad (1.6)$$

Для того, чтобы наблюдатель видел в не вращающейся системе отсчета такую же динамику магнитного момента, необходимо к постоянному магнитному полю  $\vec{B}$  добавить фиктивное магнитное поле (как предложено в работе [30]) с индукцией  $\vec{B}_f$ :

$$\vec{B}_f = \frac{\vec{\Omega}_R}{\gamma} \quad (1.7)$$

Пользуясь выражением (1.4) получим величину частоты Ларморовской прецессии в эквивалентном случае  $\vec{\Omega}''_L$ , равную  $\vec{\Omega}'_L$ :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega}''_L &= -\gamma(\vec{B} + \vec{B}_f) = \\ &= \vec{\Omega}_L - \vec{\Omega}_R = \vec{\Omega}'_L \end{aligned} \quad (1.8)$$

Наблюдатель при наблюдении за магнитным моментом не сможет различить, изменение Ларморовской частоты вызвано магнитным полем или вращением самого наблюдателя. Для выделения скорости вращения нужно точно знать величину индукции магнитного поля. Косвенно обойти данное требование позволяет использование двух магнитных моментов с разным гиромагнитным отношением, так как индукция фиктивного поля зависит от гиромагнитного отношения. При изменении магнитного поля ларморовская частота для разных магнитных моментов изменится по-разному. При вращении наблюдателя согласно выражению (1.6), угловая скорость приведет к одинаковому изменению измеряемой частоты прецессии для двух моментов. Данная методика используется в ядерных гироскопах на газовой ячейке [31; 32], где используется два изотопа ксенона с разным гиромагнитным отношением.

Измерив циклическую частоту прецессии  $\Omega'_L$  в лабораторной системе отсчёта при известной величине индукции магнитного поля  $B$ , наблюдатель получает возможность вычислить собственную угловую скорость вращения  $\Omega_R$ . При невозможности определения знака проекции  $\Omega'_L$  на ось  $z$  измеренная наблюдателем циклическая частота выражается как:

$$\Omega'_L = | -\gamma B - \Omega_R | \quad (1.9)$$

Неоднозначность при раскрытии модуля в (1.9) можно снять, выбрав магнитное поле таким образом, что  $\gamma B > |\Omega_R| > 0$ . В результате получается выражение для проекции угловой скорости вращения наблюдателя на ось  $z$ :

$$\Omega_R = \Omega'_L - \gamma B \quad (1.10)$$

#### 1.1.4 Вращение наблюдателя поперек направления магнитного поля

Зададим поле в лабораторной системе отсчёта и начнем медленно поворачивать систему отсчёта вокруг оси  $X$  с угловой скоростью много меньше Ларморовской:  $\Omega_x \ll |\gamma B_z|$ . В таком случае можно воспользоваться адиабатическим приближением. Ось прецессии следует за вращением лабораторной системы координат, энергия спина в магнитном поле  $-\vec{\mu}\vec{B}$  сохранится, а вместе с ней - проекция магнитного момента на ось  $Z'$ . С точки зрения наблюдателя поворот вокруг

оси  $x$  можно рассмотреть как фиктивное поле  $B'_x = \Omega_x/\gamma$ . Вызванное фиктивным полем отклонение частоты имеет квадратичный вид:

$$\begin{aligned} \delta|\vec{\Omega}'_L| &= \gamma\sqrt{B_z^2 + B_x'^2} - \gamma B_z = \\ &= \gamma B_z \sqrt{1 + \left(\frac{B'_x}{B_z}\right)^2} - 1 \approx \\ &\approx \gamma B_z \frac{B_x'^2}{2B_z^2} = \frac{\Omega_x^2}{\gamma B_z} \end{aligned} \quad (1.11)$$

При малых скоростях вращения лабораторной системы координат по отношению к частоте прецессии можно утверждать, что осью чувствительности динамического гироскопа будет вектор магнитного поля в лабораторной системе координат. Вызванная неточностью измерения магнитного поля погрешность угловой скорости тем меньше, чем меньше гиромагнитное отношение используемого спина, следовательно в качестве системы для проведения эксперимента по измерению вращения из электронного и ядерного спинов удобнее использовать именно ядерный спин.

## 1.2 NV центр

На данный момент известно и охарактеризовано более 100 различных дефектов окраски в кристаллической решетке алмаза [33]. Для метрологии наибольший интерес из них представляют дефекты, обладающие спином, долгим временем когерентности и имеющие возможности эффективной подготовки состояния и считывания, а также такие, которые можно искусственно воссоздать. Одним из таких дефектов является азотно-вакансионный центр окраски (NV центр), изображенный на рисунке 1.2.

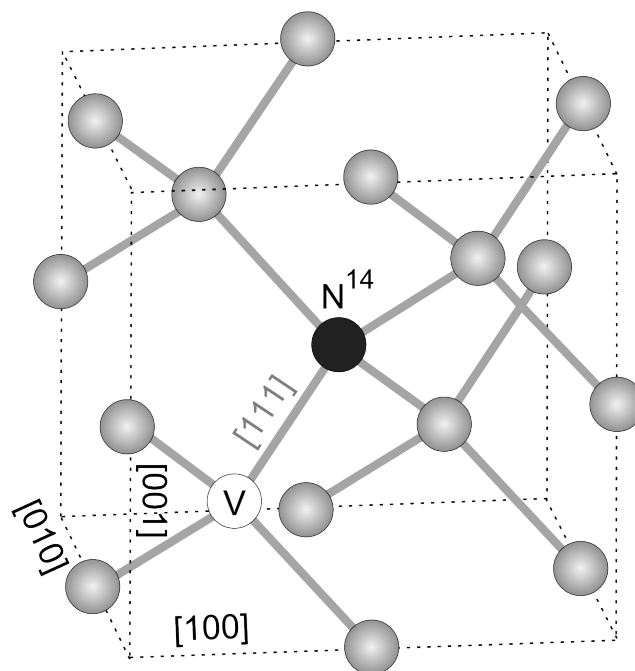


Рисунок 1.2 — Азотно-вакансионный центр окраски в кристаллической решетке алмаза

NV центр представляет собой замещающий дефект в решетке алмаза, где один атом углерода заменен на атом азота, а соседний с ним атом углерода исключен из решетки. Для получения NV центров, необходимо, чтобы в кристалле алмаза присутствовал азот. Добавление примеси азота или азот-содержащих соединений к сырью, из которого растёт алмаз, решает данную задачу. Вакансии в решетки алмаза получают при облучение кристалла высокоэнергетическими частицами, например электронами с энергией  $\approx 1-10$  МэВ. Последующий отжиг



алмаза при температурах  $\approx 800\text{--}1400\text{ }^\circ\text{C}$  вызывает диффузию вакансий. Часть вакансий перемещаются к замещающим атомам азота, образуя вместе с азотом NV центр. Контроль концентрации NV центров осуществляется изменением концентрации примесного азота, а также параметров роста, облучения и отжига алмаза. Таким образом алмазы с ансамблями NV центров являются технологически повторяемым объектом.

В области вакансии NV центра находятся 5 электронов, при этом NV центр может дополнительно захватить электрон из числа свободных электронов решетки или отдать электрон решетке.

Положительно заряженный NV центр ( $\text{NV}^+$  центр) не обладает флюоресценцией, данное состояние не представляет интереса.

В нейтральном состоянии NV центр ( $\text{NV}^0$  центр) обладает флюоресценцией, но она не зависит от состояния электронного спина. Нейтрально заряженное состояние может быть использовано как вспомогательное для увеличения эффективности измерения состояния электронного спина отрицательно заряженного NV центра [34], для увеличения времени сохранения состояния ядерного спина [35].

Отрицательно заряженный NV центр ( $\text{NV}^-$  центр) наиболее интересен с точки зрения метрологических применений, так обладает свойствами зависящей от проекции электронного спина флюоресценцией, возможностью оптической накачки населенности на магнитные подуровни.

### 1.2.1 Уровни энергии $\text{NV}^-$ центра

Свойствам  $\text{NV}^-$  центра посвящено много теоретических и экспериментальных работ [36—40]. В настоящем разделе ограничимся механизмами зависимой от проекции спина флюоресценции и оптической накачки состояния с нулевой проекцией спина при комнатной температуре.

У  $\text{NV}^-$  центра в области локализации дефекта находятся 3 валентных электрона от атомов углерода, 2 валентных электрона от атома азота, а также один захваченный из решетки. Два из шести электронов могут быть как распаренными, так и спаренными, приводя к наличию состояний с полным спином 1 или 0.

На рис. 1.3а представлены уровни энергии  $NV^-$  центра при комнатной температуре. Среди других центров окраски  $NV^-$  выделяет зависимость от проекции электронного спина интенсивность флуоресценции и возможность оптической накачки на электронный магнитный подуровень. Чтобы объяснить данные явления, ограничимся четырьмя орбитальными уровнями  $NV^-$  центра, которые участвуют в данных явлениях. Более подробную информацию можно найти в обзорах [36; 39].

Основное состояние  $^3A_2$  и возбужденное состояние  $^3E$  представляют собой триплеты с полным спином 1. Уровень  $^3E$  является орбитальным дуплетом, однако при комнатной температуре из-за колебаний решетки, происходят быстрые переходы (порядка 1 ТГц) между двумя орбитальными состояниями [41]. При комнатной температуре скорость обмена между орбитальными уровнями много больше величины спин-орбитального взаимодействия ( $\lambda_z = 16$  ГГц [36]) на возбужденном уровне. Данный факт приводит к орбитальному усреднению, спин-орбитальное взаимодействие усредняется, а возбужденный уровень эффективно представляется в виде 1 уровня, как это представлено на рис. 1.3

Переход между  $^3A_2 \leftrightarrow ^3E$  электрический дипольный, соответствующий длине волны 637 нм. Дипольный момент перехода находится в плоскости, ортогональной оси симметрии центра, и зависит от того, на какой орбитальный подуровень уровня  $^3E$  происходит переход. Однако при комнатной температуре из-за орбитального усреднения, можно считать, что переход имеет два ортогональных дипольных момента в плоскости, ортогональной оси симметрии  $NV^-$  центра. Электрон-фононное взаимодействие приводит к тому, что уровни энергии расщепляются на колебательные подуровни, а спектр поглощения и флуоресценции уширены (рис. 1.3б). Данное свойство позволяет использовать нерезонансное возбуждение перехода между уровнями  $^3A_2$  и  $^3E$  и разделение излучения флуоресценции от излучения накачки оптическим фильтром.

Важным свойством перехода  $^3A_2 \leftrightarrow ^3E$  является сохранение проекции электронного спина. Дипольный оператор перехода не влияет на спин электрона, а только на орбитальную конфигурацию. Изменение проекции спина возможно только при наличии взаимодействия, которое бы связывало магнитные и орбитальные подуровни. Поперечная компонента спин-орбитального взаимодействия на возбужденном уровне невелика ( $\lambda_{\perp} = 0,2$  ГГц) по сравнению с продольной ( $\lambda_z = 16$  ГГц) [42]. Спин-спиновое взаимодействие приводит к расщеплению между магнитными подуровнями  $m_S = \pm 1$  и  $m_S = 0$  на возбужденном уровне на

величину  $D_{es} = 1,42$  ГГц [43]. В итоге орбитальная конфигурация и проекция спина на возбужденном уровне оказываются слабо связаны и проекция электронного спина сохраняется при возбуждении перехода. Фононы взаимодействуют с орбитальной конфигурацией  $NV^-$  центра и по тем же соображениям не могут напрямую воздействовать с электронным спином. Таким образом при не резонансном возбуждении перехода или спонтанном распаде с рассеянием на фононе проекция спина будет сохраняться.

Переход  ${}^3E \rightarrow {}^1A_1$  с изменением мультиплетности описан в работе [44]. Переход происходит с уровня  ${}^3E$  на возбужденный колебательный подуровень уровня  ${}^1A_1$ , близкий по энергии к  ${}^3E$ , который за короткое время ( $\approx$ пс) распадается на основной колебательный подуровень  ${}^1A_1$ . В силу нечетности волновых функций соответствующих состояний и оператора перехода, переход с магнитного подуровня  $m_S = 0$  уровня  ${}^3E$  запрещен, распад на синглетный подуровень возможен только с электронных магнитных подуровней  $m_S = \pm 1$ .

За время порядка 1 нс  ${}^1A_1$  спонтанно распадается на синглет  ${}^1E$ . Из-за наличия колебательных подуровней спонтанный распад может происходить как с излучением фотона ( $\lambda = 1046$  нм), так и без излучательным способом. Переход  ${}^1A_1 \leftrightarrow {}^3A_2$  запрещен из-за свойств симметрии орбитальных конфигураций данных состояний.

Переход с уровня синглета  ${}^1E$  на основной уровень  ${}^3A_2$  происходит безызлучательно с испусканием фонона с энергией 16 мэВ [38]. В работе [45] показано, что вероятность распада на основное состояние происходит преимущественно на электронный магнитный подуровень  $m_S = 0$ . Данные теории хорошо согласуются с экспериментом [46], где показано, что распределение вероятностей распада с синглетного уровня на основное состояние составляет 8:1:1 для электронных магнитных подуровней  $m_S = 0, -1, +1$  соответственно. Время жизни нижнего синглета  ${}^1E$  (170 нс при комнатной температуре)[38] больше по сравнению с временем жизни возбужденного состояния  ${}^3E$  (14 нс).

Селективность переходов между мультиплетными подсистемами является основой механизма оптической накачки и оптического детектирования населенности магнитного подуровня  $m_S = 0$ .

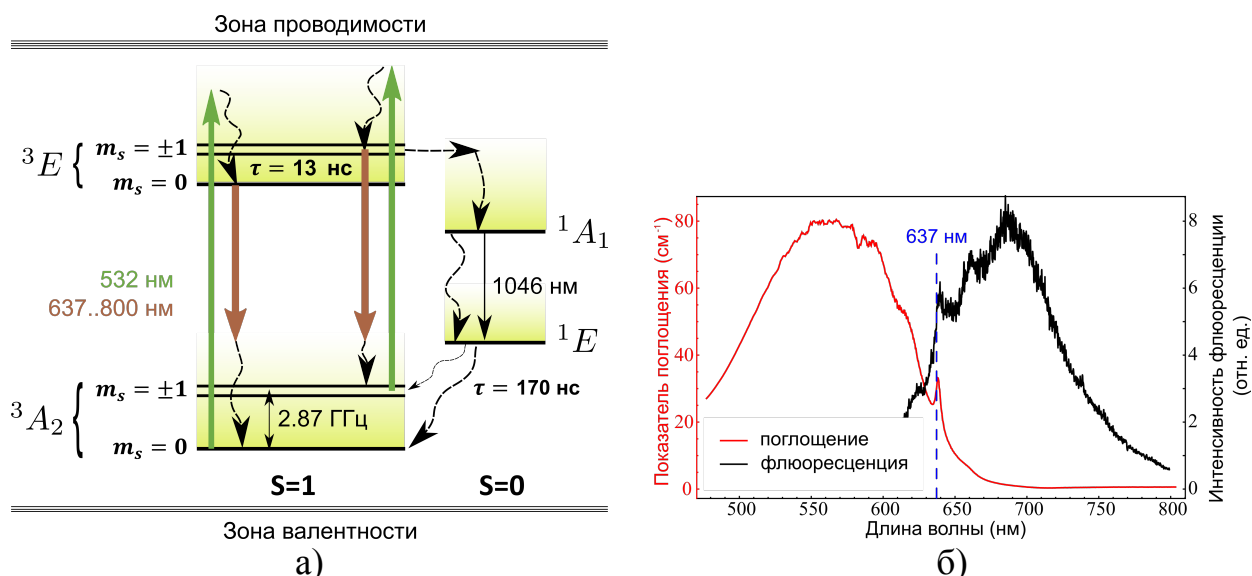


Рисунок 1.3 — а) Система уровней NV<sup>-</sup> центра при комнатной температуре. Желтыми полосами показано фонное уширение. Зеленые стрелки – излучение оптической накачки, красные – флюоресценции, черные волнистые – безызлучательные переходы. Черной стрелкой показан переход с излучением фотона в ИК диапазоне. б) Спектр поглощения и флюоресценции. (Адаптировано из работы [47, с. 12])

### 1.2.2 Оптическая накачка и детектирование населенности магнитного подуровня $m_S = 0$

Для того, чтобы объяснить зависимость интенсивности флюоресценции от населенностей электронных магнитных подуровней представим систему уровней (рис. 1.3) в упрощенном виде (рис. 1.4). Триплетные состояния разделим на две части по проекции спина.

С учетом сохранения проекции спина на ось симметрии дефекта при переходе  ${}^3E \leftrightarrow {}^3A_2$ , на схеме можно выделить два независимых цикла, ”1” и ”2” (рис. 1.4). Пренебрежем пока вероятностью обменного спин-орбитального взаимодействия на уровне  ${}^3E$ , вероятность которого оценивается в 1% [39, с. 72] за время нахождения на уровне  ${}^3E$ . Положим, что NV<sup>-</sup> центр находится в основном состоянии  ${}^3A_2$  с проекцией спина  $m_S = 0$ . При возбуждении перехода  ${}^3E \leftrightarrow {}^3A_2$  оптическим излучением с длиной волны в диапазоне 450–650 нм (рис. 1.3б) состояние NV<sup>-</sup> центра будет меняться между  ${}^3E, {}^3A_2$  внутри цикла 1. Магнитное число  $m_S$  будет при этом сохраняться, на один поглощенный фотон NV<sup>-</sup> центр будет излучать 1 фотон люминесценции.

Предположим, что  $NV^-$  центр находится в состоянии с проекцией спина  $m_S = \pm 1$  на  $^3A_2$ . При возбуждении  $NV^-$  центра на уровень  $^3E$  с вероятностью около 30%  $NV^-$  центр распадется на синглет  $^1A$ , затем на синглет  $^1E$ . С синглета  $NV^-$  центр с вероятностью около 80% распадется на электронный магнитный подуровень  $m_S = 0$ . Таким образом цикл "2" размыкается селективными переходами на синглетные уровни. На каждый поглощенный в цикле "2" фотон есть вероятность  $0.3 \cdot 0.8 = 0.24$  перейти в замкнутый цикл "1". После некоторого количества циклов возбуждения, выключения возбуждающего излучения и спонтанного распада  $NV^-$  центр оказывается с большой вероятностью на электронном магнитном подуровне  $m_S = 0$  основного уровня  $^3A_2$ .

Экспериментальные измерения показывают, что электронный магнитный подуровень можно заселить с вероятностью в диапазоне 42-96% [39, с. 12]. Полностью заселить электронный магнитный подуровень нельзя из-за спин-орбитального обменного взаимодействия на возбужденном уровне, неидеальной селективности перехода  $^3E \leftrightarrow ^3A_2$ , а также вероятности ионизации  $NV^-$  центра до состояния  $NV^0$ .

Зависимость интенсивности флюоресценции  $NV^-$  центра от проекции спина объясняется долгим (170 нс) временем жизни синглета  $^1E$  по сравнению с временем жизни возбужденного уровня  $^3E$  (13 нс). Если в процессе оптической накачки,  $NV^-$  центр находился в состоянии  $m_S = \pm 1$ , то рано или поздно «застряв» на синглетном уровне,  $NV^-$  центр перестает поглощать фотоны излучения накачки и излучать фотоны люминесценции. В сигнале флюоресценции наблюдается снижение интенсивности, вплоть до 30%.

### 1.2.3 Структура уровней основного состояния $NV^-$ центра

Структура основного состояния  $NV^-$  центра представлена на рисунке 1.5.  $NV$  центр в основном состоянии обладает суммарным электронным спином 1. Спин-спиновое взаимодействие приводит к сдвигу электронных магнитных подуровней  $m_S = \pm 1$  на  $D = 2,87$  ГГц. Величина расщепления подуровней основного состояния в нулевом поле зависит от параметра решетки алмаза, как следствие зависит от температуры [17] и механического напряжения в алмазе. При помощи внешнего магнитного поля вырождение между магнитными подуровнями

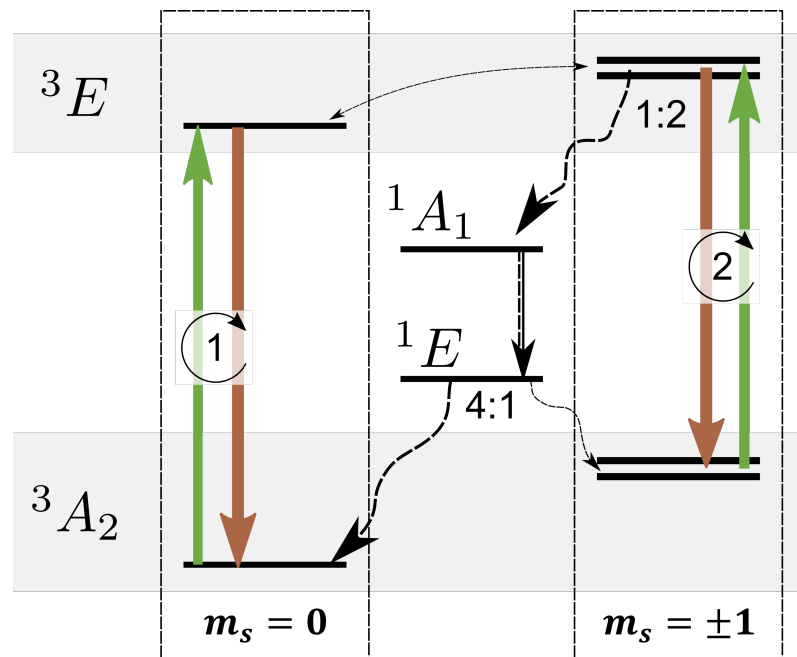


Рисунок 1.4 — Механизм оптической накачки магнитного подуровня  $m_s = 0$ . Из-за сохранения проекции спина при переходе  $^3E \leftrightarrow ^3A_2$  для наглядности триплеты разделены на две части по проекции спина. Представлена упрощенная система уровней. Зеленая стрелка—возбуждение перехода внешним источником света, красная стрелка—спонтанный распад с верхнего уровня с излучением фотона. Черными стрелками показаны безызлучательные переходы. Переход  $^1A_1 \rightarrow ^1E$  может происходить с излучением фотона. 1:2 — отношение вероятностей распада по безызлучательному пути и с излучением фотона флюоресценции. 4:1 — отношение вероятностей распада  $^1E$  на электронный магнитный подуровень  $m_s = 0$  и  $m_s = \pm 1$  соответственно. Тонкой стрелкой между подуровнями на уровне  $^3E$  показан слабый обмен населенностями.

$m_s = \pm 1$  может быть снято за счёт эффекта Зеемана. В малом магнитном поле ( $B \ll 100$  мТл) спин-спиновое взаимодействие является доминирующим, ось квантования оператора проекции спина будет совпадать с осью симметрии  $NV^-$  центра. Это приводит к тому, что эффект Зеемана линейный для проекции магнитного поля на ось  $NV^-$  центра и квадратичный для магнитного поля в ортогональных направлениях.

Ядро азота-14 (природная концентрация изотопа 0.996), входящего в состав  $NV^-$  центра, имеет спин 1. В настоящей работе используются искусственные алмазы с природной концентрацией азота, поэтому азот-15 ввиду малой концентрации не будет рассматриваться. Эллиптичность волновой функции нуклонов ядра азота приводит к наличию у него ненулевого электрического квадрупольно-

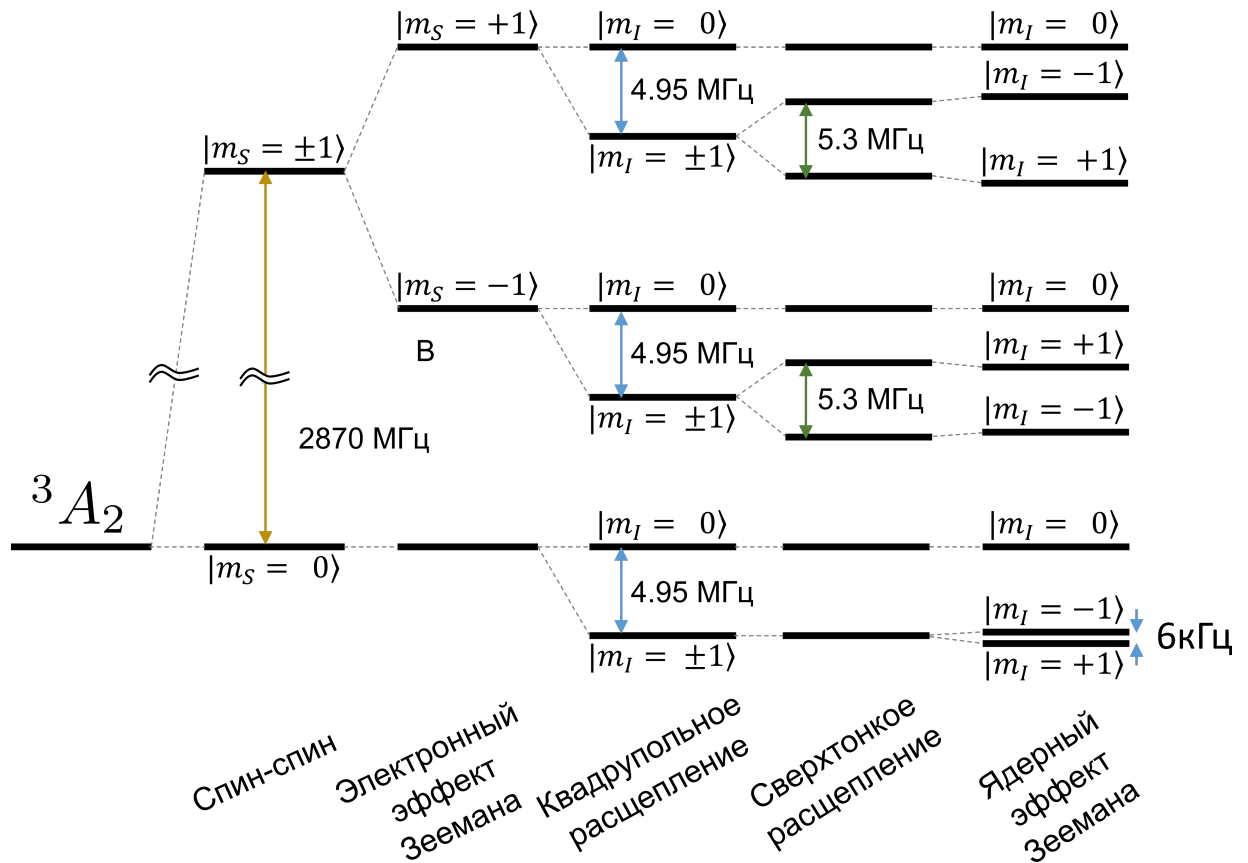


Рисунок 1.5 — Уровни энергии основного состояния  ${}^3A_2$   $NV^-$  центра. Зеемановское расщепление указано для магнитного поля 10 Гс, направленного вдоль оси  $NV^-$  центра.

го момента. Взаимодействие ядра азота с электрическим полем решетки приводит к квадрупольному сдвигу сверхтонких подуровней с проекцией ядерного спина  $m_I = \pm 1$  на ось симметрии  $NV^-$ . Величина сдвига  $Q = -4,95$  МГц. Ось квантования сверхтонких подуровней совпадает с осью  $NV^-$  центра в силу симметрии дефекта.

Диполь-дипольное взаимодействие и ферми-контактное взаимодействие между электронным и ядерным спинами приводит к сверхтонкому расщеплению ядерных подуровней. В силу осевой симметрии  $NV^-$  центра тензор сверхтонкого взаимодействия  $\mathbf{A}$  имеет диагональный вид. Несмотря на наличие поперечной компоненты в тензоре ( $A_{\perp} = -2,6$  МГц), из-за большой величины спин-спинового взаимодействия и наличия квадрупольного сдвига ядерных подуровней, проекции ядерного и электронного спинов на ось симметрии  $NV^-$  центра являются хорошими квантовыми числами для описания состояния  $NV^-$  центра. Величина продольной компоненты сверхтонкого расщепления  $A_{\parallel} = -2,15$  МГц приводит к расщеплению в 5,3 МГц ядерных подуровней  $m_I = \pm 1$  на электронных подуровнях  $m_S = \pm 1$ .

Далее подуровни с определенной проекцией  $m_S$  будем называть электронными магнитными подуровнями, с проекцией  $m_I$ —сверхтонкими подуровнями. Переходы между этими подуровнями — электронными магнитными и сверхтонкими соответственно. Электромагнитное поле для возбуждения сверхтонких переходов будем далее называть низкочастотным (НЧ) полем, диапазон частот в магнитном поле 1 мТл — 2,8–7,1 МГц. Электромагнитное поле для возбуждения электронных магнитных переходов будем далее называть сверхвысокочастотным (СВЧ) полем. При магнитном поле 1 мТл частота СВЧ поля находится в диапазоне 2830–2910 МГц.

Введем нотацию для обозначения состояний  $NV^-$  центра на основном уровне энергии: состоянием  $|x_S, y_I\rangle$  будем обозначать состояние с проекцией на ось  $z$  электронного спина  $m_S = x$  и проекцией на ось  $z$  ядерного спина  $m_I = y$ . Для вычисления частот переходов при известных постоянных взаимодействия удобно использовать Гамильтониан основного состояния. Гамильтониан основного состояния  $NV^-$  центра приведен в п. А, величины постоянных, в него входящих указаны в таблице А

### 1.3 Подготовка и измерение населенности сверхтонких подуровней

Для подготовки состояния ядерного спина используются два метода:

- поляризация ядерного спина в поле 50 мТл в режиме квазипересечения сверхтонких подуровней в возбужденном оптическом состоянии [48].
- динамическая поляризация ядерного спин [49; 50]

Рассмотрим каждый из данных методов

#### 1.3.1 Поляризация ядерного спина в поле 50 мТл

В работе [51] была исследована структура возбужденного уровня  ${}^3E$ . В результате были получены значения для спин-спинового взаимодействия  $D_{es} = 1,42$  ГГц, а также величина сверхтонкого взаимодействия:  $A_{\parallel}^{(es)} \approx A_{\perp}^{(es)} = 60(6)$  МГц. В магнитном поле с индукцией  $D_{es}/\gamma_e \approx 50$  мТл, направленном вдоль



оси  $NV^-$  центра происходит квазипересечение электронных магнитных подуровней  $m_S = 0$  и  $m_S = -1$  на возбужденном состоянии. Сверхтонкое взаимодействие оказывается доминирующим для указанных электронных магнитных подуровней. На возбужденном уровне становится возможным обменное взаимодействие при котором происходит одновременное изменение проекции ядерного и электронного спинов,  $\Delta m_S = \pm 1$ ,  $\Delta m_I = \mp 1$ . Скорость обменного взаимодействия  $\approx A_{\perp}^{(es)}$  близка к скорости спонтанного распада (1/14 ГГц), что делает вероятность обмена за 1 акт оптического возбуждения близкой к 50%.

Как известно из п. 1.2.3 при оптической накачке начинает преимущественно заселяться магнитный подуровень  $m_S = 0$ . Обмен населенностями на возбужденном уровне при заселенном электронном магнитном подуровне  $m_S = 0$  с учетом сохранения момента импульса возможен для следующих пар подуровней  $|0_S, -1_I\rangle \leftrightarrow |-1_S, 0_I\rangle$ ,  $|0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |-1_S, +1_I\rangle$ . Учитывая, что оптическая накачка переносит населенность с  $m_S = 0$  на подуровень  $m_S = -1$ , в конечном итоге заселенным окажется магнитный подуровень  $|0_S, +1_I\rangle$ , так как обмен моментом импульса на возбужденном уровне для него не происходит.

Таким образом в режиме квазипересечения уровней на возбужденном подуровне происходит поляризация ядерного спина при использовании только оптической накачки. Процесс оптической поляризации работает и при полях не равных 50 мТл, но с меньшей эффективностью, как показано в работах [48; 52].

В режиме оптической поляризации ядерного спина интенсивность флюоресценции зависит от распределения населенности на сверхтонких подуровнях, что открывает возможность измерения состояния ядерного спина по интенсивности флюоресценции. Обмен между ядерными и магнитными подуровнями возможен только при наличии ненулевой населенности на ядерных подуровнях  $m_I = 0, -1$ . При обмене изменяется населенность на электронном магнитном подуровне  $m_S = 0$ , что влечет за собой изменение интенсивности флюоресценции [52]. Зависимость интенсивности флюоресценции в отличии от измерения населенности электронного магнитного подуровня  $m_S = 0$  будет иметь неоднозначность, т.к. флюоресценция  $NV^-$  центра будет иметь разную интенсивность для всех трех сверхтонких подуровней,  $m_I = -1, 0, +1$ . В случае электронных подуровней интенсивности для  $m_S = +1, -1$  совпадают. Поле 50 мТл позволяет адресоваться к ядерному спину с помощью только лишь оптической накачки и измерения интенсивности флюоресценции. Однако такое большое поле требует высокой относительной однородности в объеме ансамбля, чтобы не создавать

дополнительного уширения резонансных линий. Ширине линии  $\delta_{FWHM} = 1$  МГц в спектре ОДМР будет соответствовать поле со среднеквадратичным отклонением индукцией  $\approx \delta_{FWHM}/\gamma_e = 35$  мкТл, что соответствует неоднородности поля  $\approx 0.1\%$ . Задача создания поля с такой однородностью потребует увеличения размеров установки.

Другой сложностью работы в режиме оптической адресации ядерного спина является затруднение адресации к электронному спину, которое может понадобиться для измерения величины магнитного поля. При поле  $B_z = 50$  мТл расщепление между магнитными резонансами составит  $\gamma_e B = 1400$  МГц. Для опроса положения магнитных резонансов потребуется или широкополосная энергетически низкоэффективная СВЧ антенна, или двухрезонансный СВЧ резонатор.

### 1.3.2 Динамическая поляризация ядерного спина

Метод динамической поляризации ядерного спина в произвольном магнитном поле [49] заключается в обмене между подготовленным распределением населенности электронных магнитных подуровней и случайным распределением населенности сверхтонких подуровней. «Произвольным» магнитным полем данный метод противопоставляется методу из п. 1.3.1. Под «произвольным» понимается ненулевое магнитное поле, с вектором индукции, ориентированным вдоль оси симметрии  $NV^-$  центра, с величиной магнитной индукцией, отличающейся от 50 мТл. В таком магнитном поле обменные процессы на возбужденном уровне будут подавлены, что позволяет осуществлять оптическую поляризацию электронного спина почти не затрагивая населенности на сверхтонких подуровнях.

Для реализации протокола динамической поляризации необходимо, чтобы задействованные магнитные переходы были разрешены. В поле более 1 мТл эффект Зеемана снимает вырождение между подуровнями  $m_S = \pm 1$ . В дополнение к эффекту Зеемана сверхтонкое расщепление в  $NV^-$  центре позволяет возбуждать переходы между электронными магнитными подуровнями селективно по проекции ядерного спина. Это демонстрируется наблюдением сверхтонких резонансов. Частоты переходов приведены в таблице 2.

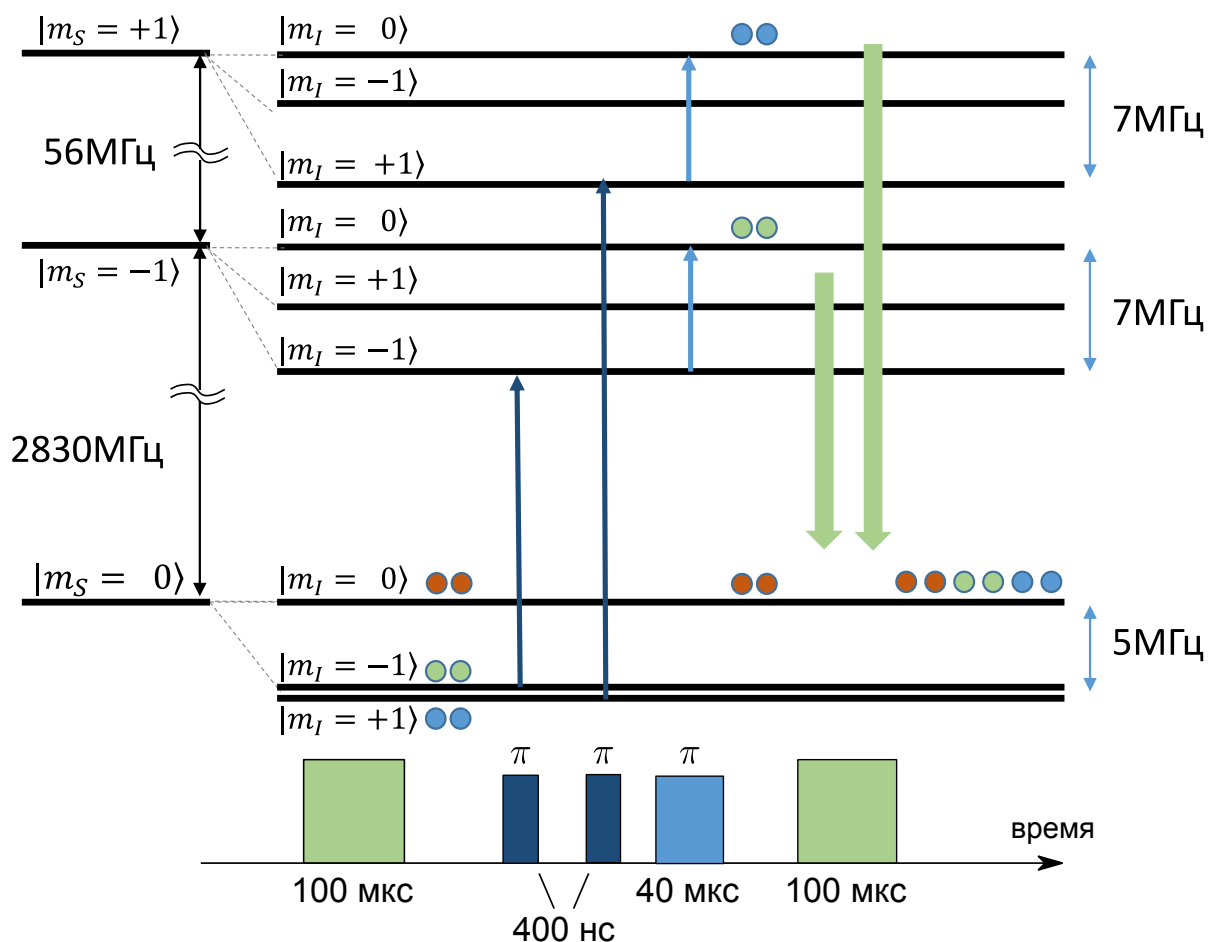


Рисунок 1.6 — Схема динамической поляризации ядерного спина. Нижняя часть рисунка отражает импульсы полей, возбуждающих переходы, отображенные на верхней части рисунка. Зелеными стрелками указано воздействие оптической накачки на населенность электронных магнитных подуровней. Оптическая накачка практически не меняет распределение населенностей на сверхтонких подуровнях. В конце последовательности населенность сверхтонких подуровней сосредоточена на подуровне  $m_I = 0$ . Кружками показана населенность на соответствующих подуровнях.

Сверхтонкие переходы не все хорошо разрешаются в поле 1 мТл. Например, частота перехода  $|-1_S, -1_I\rangle \leftrightarrow |-1_S, 0_I\rangle$  и  $|+1_S, +1_I\rangle \leftrightarrow |+1_S, 0_I\rangle$  составляет всего 6 кГц. Данный факт позволяет возбудить коротким ( $\ll 1/6$  кГц) импульсом НЧ поля одновременно оба перехода.

В работе [49] описаны несколько возможных реализаций динамической поляризации ядерного спина с использованием различных комбинаций магнитных переходов. Остановимся на методике обмена, отраженной на рис. 1.6.

Последовательность начинается с импульса оптической накачки, после которого населенность электронных подуровней сконцентрирована на подуровне

$m_S = 0$ . При помощи селективных  $\pi$  импульсов на частотах электронных магнитных переходов осуществляется перенос населенности с подуровней  $|0_S, -1_I\rangle, |0_S, +1_I\rangle$  на подуровни  $|-1_S, -1_I\rangle, |+1_S, +1_I\rangle$  соответственно. Используя тот факт, что разница частот переходов  $|-1_S, -1_I\rangle \leftrightarrow |-1_S, 0_I\rangle$  и  $|+1_S, +1_I\rangle \leftrightarrow |+1_S, 0_I\rangle$  в несколько раз меньше частоты Раби, единственным  $\pi$ -импульсом на частоте 7,1 МГц производится перенос населенностей сверхтонких подуровней на  $m_I = 0$ . Распределение населенностей на электронных магнитных подуровнях при этом повторяет распределение по сверхтонким подуровням, которые было на момент запуска протокола. Для того, чтобы привести состояние системы в  $|0_S, 0_I\rangle$  используется оптическая накачка.

В работах [49; 50] селективность  $\pi$ -импульса достигается выбором его длительностью больше, чем величина обратного сверхтонкого расщепления  $\gg 1/A_{\parallel} = 0,5$  мкс. Для эффективной работы  $\pi$ -импульса ширина контура возбуждения должна быть не меньше ширины резонанса в спектре ОДМР. Для природных алмазов с концентрацией NV<sup>-</sup> центров  $10^{-6}..10^{-5}$ , ширина резонансной линии может приближаться к 1 МГц. Для таких образцов длительность  $\pi$ -импульса является компромиссом между невозбуждением ближайшего сверхтонкого резонанса и возбуждением нужного. Автором была найдена оптимальная длительность  $\pi$ -импульса, равная 370 нс. При данной длительности из-за отстройки от соседнего магнитного резонанса (на величину  $A_{\parallel}$ ) импульс для него будет работать как  $2\pi$ -импульс.

Экспериментальный результат работы протокола поляризации приведен в п. 1.3.3.

### 1.3.3 Измерение населенности сверхтонких подуровней

Как уже было замечено в п. 1.3.1 в поле 50 мТл возможно измерение населенностей сверхтонких подуровней по интенсивности флуоресценции. Для измерения населенности сверхтонких подуровней при другом магнитном поле используются метод анализа сигнала ОДМР.

Измерение населенности на сверхтонких подуровнях возможно путем анализа спектра ОДМР (рис. 1.7). Для этого последовательность поляризации повторяется несколько раз с последующим измерением сигнала ОДМР.

От эксперимента к эксперименту частота пробного импульса СВЧ поля варьируется таким образом, чтобы в диапазон сканирования попали все три сверхтонких контура. Спектр ОДМР аппроксимируется моделью трех контуров Лоренца ( $L(f, f_0, \gamma_{FWHM})$ ), отстроенных друг от друга на величину  $A_{\parallel} = 2,15$  МГц:

$$S(f, S_0, C, P_{-1}, P_0, f_0, \gamma_{FWHM}) = S_0 - CP_{-1}L(f, f_0 + A_{\parallel}, \gamma_{FWHM}) + CP_0L(f, f_0, \gamma_{FWHM}) + C(1 - P_{-1} - P_0)L(f, f_0 - A_{\parallel}, \gamma_{FWHM}) \quad (1.12)$$

Где контур Лоренца:

$$L(f, f_0, \gamma_{FWHM}) = \frac{\gamma_{FWHM}^2/4}{(f - f_0)^2 + \gamma_{FWHM}^2/4} \quad (1.13)$$

Где  $f$ —частота в спектре ОДМР. Свободные параметры для аппроксимации:  $S_0$ —смещение сигнала ОДМР,  $C$ —сумма амплитуд резонансов,  $f_0$ —частота среднего резонанса (соответствует электронному магнитному переходу с проекций ядерного спина  $m_I = 0$ ),  $\gamma_{FWHM}$ —полуширина контура на полувысоте,  $P_{-1}$ —населенность ядерного подуровня  $m_I = -1$ ,  $P_0$ —населенность ядерного подуровня  $m_I = 0$ . Относительные амплитуды резонансов пропорциональны населенности соответствующих сверхтонких подуровней. В результате аппроксимации спектра ОДМР получается определить населенности на всех сверхтонких подуровнях.

Для того чтобы измерять населенность только на одном из сверхтонких подуровней (например  $m_I = 0$ ), можно использовать измерение с использованием единственного селективного  $\pi$ -импульса в измерении ОДМР. Частота селективного импульса должна быть равна частоте соответствующего сверхтонкого перехода

Спектр на рисунке 1.7 был получен повторением эксперимента с поляризацией, с последующим снятием одной точки ОДМР на графике. Попытка снятия спектра ОДМР за один эксперимент будет приводить к искажению данных из-за обменных процессов на возбужденном уровне.

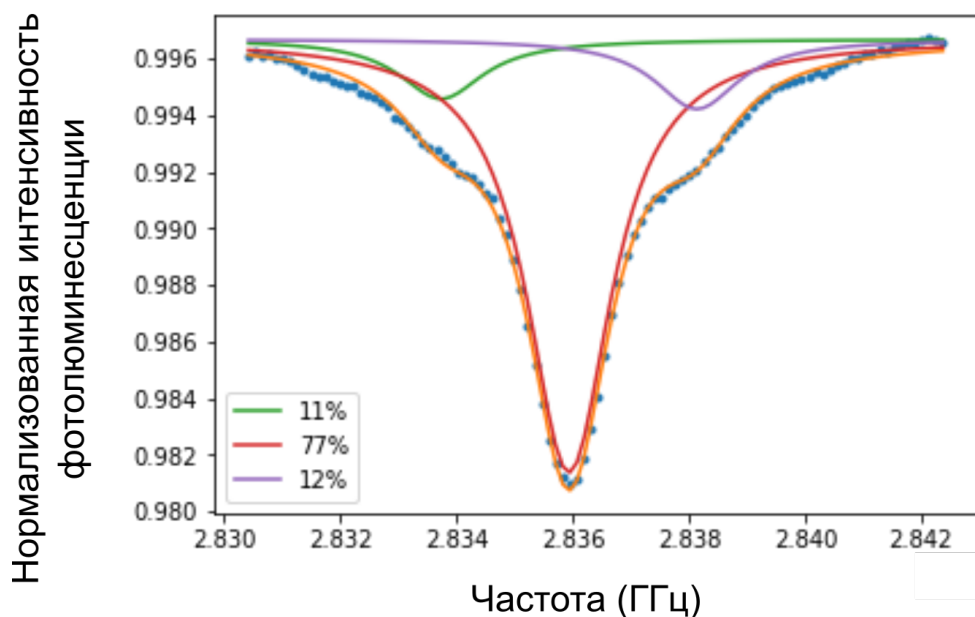


Рисунок 1.7 — Спектр ОДМР  $NV^-$  центра с подготовленным состоянием ядерного спина. Подготовка выполнена согласно методике из п. 1.3.2. Данные (синие кружки) аппроксимированы суммой трех контуров Лоренца (оранжевый график). Контуров отдельно указаны как красный, зеленый и фиолетовый графики. Из относительной амплитуды контуров получены населенности сверхтонких подуровней (указаны на легенде).

## 1.4 Возбуждение электронных магнитных переходов

Для возбуждения электронных магнитных переходов необходимо сделать резонатор, в котором будет переменное магнитное поле, возбуждаемое в диапазоне частот 2820–2920 МГц. Описанные в работах [53–56] антенны и резонаторы для возбуждения тонких переходов обладают высокой однородностью в двух измерениях. Однородность в двух измерениях удобна для задач, когда используется конфокальный микроскоп для оптической накачки и сбора фотолюминисценции с алмаза, например для картирования магнитного поля в плоскости образца. Реализация данных антенн в виде печатной платы является несомненно плюсом, обеспечивая технологичность и повторяемость их производства. Однако существующие решения обладают всеми или частью перечисленных недостатков для планируемого эксперимента по измерению скорости вращения:

- Ориентированность на конфокальный сбор микроскопом, а не на объемный сбор излучения со всей алмазной пластины
- Поле антенны ориентировано ортогонально плоскости печатной платы, что не позволяет эффективно возбуждать пластины с огранкой  $\langle 111 \rangle$ .
- Печатная плата и размещенная на ней структура закрывает доступ к алмазной пластине в одном из полупространств
- Хорошая однородность поля в плоскости печатной платы, плохая - в ортогональном направлении

Поэтому для возбуждения были разработаны и адаптированы два варианта резонаторов: керамический и квазигельмгольцевский.

### 1.4.1 Диэлектрический резонатор

Для управления ансамблем электронных спинов  $NV^-$ -центра в алмазе был разработан и исследован диэлектрический СВЧ резонатор [24].

Диэлектрический резонатор, представленный на рис. 1.8, представляет собой цилиндр из высокочастотной керамики  $BaLn_2Ti_4O_{12}$ . Керамический материал обладает коэффициентом диэлектрической проницаемости 80 и низким тангенсом диэлектрических потерь 0.0003. Сквозное отверстие диаметром 3.2мм

позволяет поместить алмазную пластину с ансамблем  $NV^-$ -центров внутрь резонатора. Виток с током, соосный с цилиндром возбуждает внутри цилиндра  $TE_{01}$  моду с магнитным полем вдоль оси цилиндра.

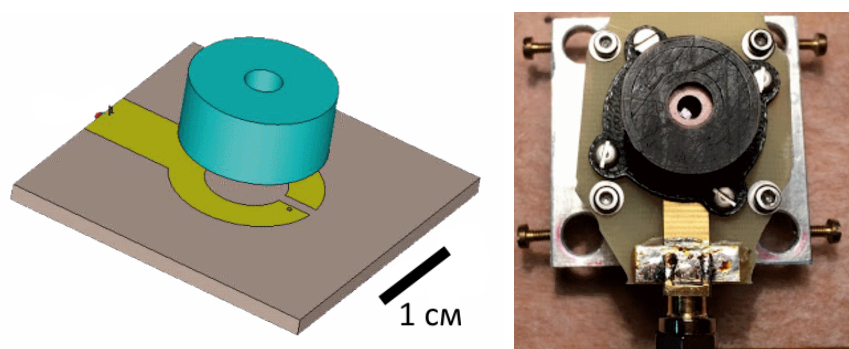


Рисунок 1.8 — Слева — модель диэлектрического резонатора, справа — фото собранного диэлектрического резонатора вместе с возбуждающим витком

Размеры резонатора были оптимизированы с помощью пакета CST Studio для получения резонансной частоты, отстроенной на 30 МГц от величины спин-спинового взаимодействия  $D = 2,87$  ГГц. Полученные размеры составили  $\varnothing 12,6 \times 6$  мм. Для практического применения нужна антенна (или резонатор), который может возбуждать оба электронных магнитных перехода в  $NV^-$  центре, а значит с центральной частотой, равной  $D$ . Однако, охарактеризовать резонатор на частоте  $D$  сложно, так как при этом нельзя выделить сигнал от одной из четырех ориентаций  $NV^-$  центров и однозначно трактовать сигнал осцилляций Раби.

Резонатор был изготовлен и установлен в держатель, закрепленный на возбуждающем витке. Измеренная векторным анализатором цепей miniVNA tiny резонансная частота составила 2828 МГц с шириной полосы 26 МГц, по уровню мощности сигнала отражения  $-6$  дБ.

#### 1.4.2 Исследование структуры поля внутри резонатора

Для исследования структуры поля внутри резонатора использовался модифицированный конфокальный микроскоп, схема которого приведена на рис. 1.9. В установку конфокального микроскопа добавлена возможность управления электронным спином при помощи модулирования микроволнового сигнала и оптиче-



ской накачки с помощью платы смешанных сигналов (NI PCIE-7851R). Внутри

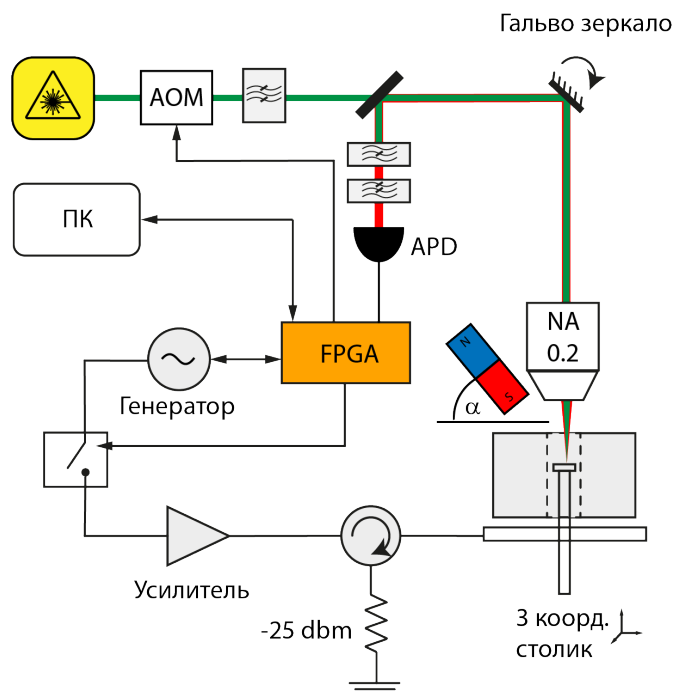


Рисунок 1.9 — Схема установки, используемой для исследования микроволнового поля внутри резонатора.

резонатора на держателе из фторопласта помещена алмазная пластина с плоскостью  $\langle 111 \rangle$ , нормальной к оси резонатора. В такой конфигурации магнитное поле резонатора не возбуждает переходы  $NV^-$  центров с ориентацией  $\langle 111 \rangle$ , но работает для возбуждения переходов в остальных ориентациях  $NV^-$  центра. При помощи трехкоординатного столика алмаз был помещен в фокус конфокального микроскопа. Электронные магнитные переходы для ориентацию  $\langle 111 \rangle$  можно возбудить изменив ориентацию алмаза внутри резонатора.

С помощью постоянного магнита, расположенного на поворотном держателе, и наблюдения сигнала ОДМР была выделена ориентация  $\langle 11\bar{1} \rangle$   $NV^-$  центров. Частота одного из электронных магнитных резонансов настроена ориентацией и величиной индукцией магнитного поля на резонансную частоту резонатора. Ориентация и величина индукции изменялись поворотом и перемещением постоянного магнита.

Резонатор размещен на трехкоординатном столике и свободно двигается относительно алмаза и активного ансамбля  $NV^-$  центров.

В эксперименте было исследовано распределение амплитуды поля в резонаторе вдоль его оси в центре резонатора и на плоскости перпендикулярно оси

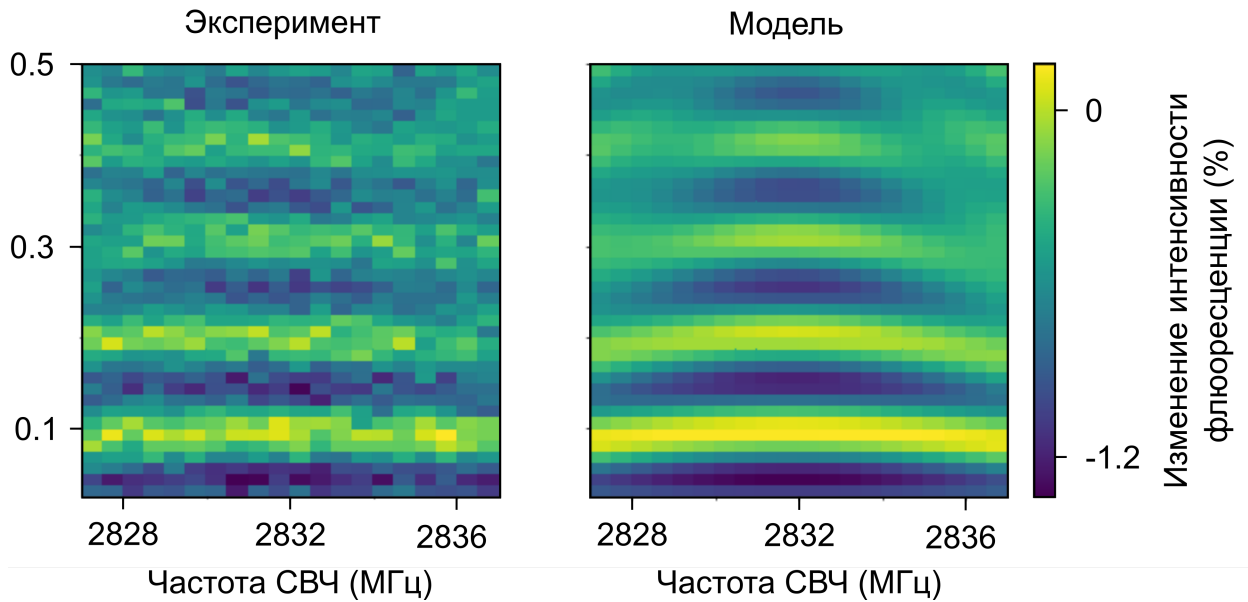


Рисунок 1.10 — Пример карты наблюдаемых осцилляций Раби. Слева — экспериментальные данные. Посередине — модельные данные.

резонатора. Амплитуда поля была измерена путём наблюдения осцилляций Раби (рис. 1.10) электронного спина  $NV^-$  центра. Для исключения влияния отстройки частоты поля от выбранного электронного магнитного резонанса на измеряемую частоту Раби, дополнительно сканировалась частота СВЧ поля. Полученная карта осцилляций Раби аппроксимировалась моделью суммы трех осцилляций Раби (для трех сверхтонких резонансов, отстроенных друг от друга на  $A_{||}$ ), (рис. 1.10). Частота Раби  $\Omega_{Rabi}$  входит в модель аппроксимации как параметр. Частота осцилляций Раби связана с амплитудой индукции переменного магнитного поля  $\tilde{B}$  формулой:

$$\Omega_{Rabi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \gamma_e \tilde{B} \sqrt{1 - \left( \frac{\tilde{B}_z}{\tilde{B}} \cos \Theta + \frac{\tilde{B}_R}{\tilde{B}} \cos \varphi \sin \Theta \right)^2}$$

Где  $\Theta$  - угол наклона оси  $NV^-$  центра к оси резонатора,  $\varphi$  - угол поворота точки наблюдения от проекции оси  $NV^-$  на плоскость  $XY$ ,  $\tilde{B}_R, \tilde{B}_z$  - радиальная и осевая составляющие амплитуды индукции магнитного поля. В силу симметрии тангенциальная составляющая магнитного поля равна нулю. При расчете использовалась осевая симметрия поля внутри резонатора. Фактор  $1/\sqrt{2}$  связан с линейной поляризацией магнитного поля и тем фактом, что матричный элемент оператора  $\hat{S}_x$  для системы со спином 1 равен  $1/\sqrt{2}$ .

Перемещением резонатора вдоль оси  $Z$  было получено распределение поля вдоль оси  $Z$  в центре резонатора, рис. 1.11б. В качестве сравнения с другими

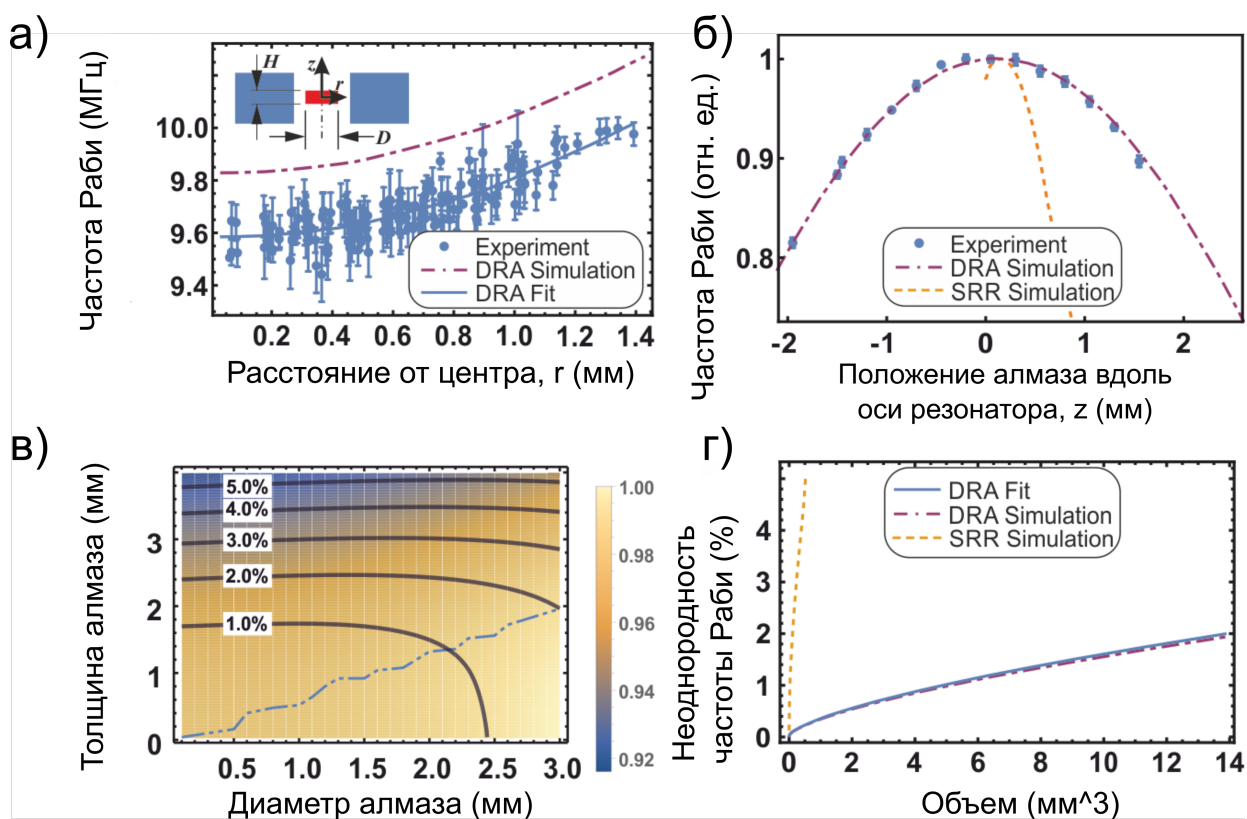


Рисунок 1.11 — а) Распределение частоты Раби в зависимости от удаления от центра резонатора (DRA), полученные экспериментально и из результатов моделирования в CST Studio. б) Распределение частоты Раби вдоль оси резонатора. Приведено сравнение с антенной из работы [53] (SRR). в) Карта неоднородности поля в зависимости от размера ансамбля внутри резонатора. Цветом - средняя по ансамблю частота Раби. Изолинии - среднеквадратичная неоднородность для заданных размеров ансамбля. Штрих-пунктирная линия указывает на оптимальные размеры ансамбля. Значения осей соответствуют размерам ансамбля цилиндрической формы. г) Сравнение неоднородности поля в зависимости от размеров активного ансамбля

решениями, была выбрана работа [53], данные о распределении индукции магнитного поля внутри резонатора получены используя геометрию из работы в пакете CST studio. Сравнение с работой [53] показывает, что диэлектрический резонатор имеет большую однородность вдоль оси Z (для [53] - перпендикулярную плоскости колец).

В положении максимума частоты Раби вдоль оси Z в плоскости XY было осуществлено сканирование частоты Раби. Для этого использовались гальванозеркала, входящие в состав конфокального микроскопа. Чтобы поле зрения конфокального микроскопа не ограничивало область сканирования частоты Раби,

резонатор передвигался в плоскости ХУ. Был снята карта распределения частоты Раби, при этом используя осевую симметрию полученные данные были преобразованы в зависимость частоты Раби от расстояния от оси резонатора, рис. 1.11а. Было произведено сравнение полученных в эксперименте данных с данными, полученными из моделирования для такой же входной мощности. Расхождение составило менее 3%. Можно сделать вывод, что поле в получившемся резонаторе достаточно хорошо совпадает со значением поля полученным из моделирования.

Для оценки качества управления ансамблем электронных спинов при помощи резонатора был проведен анализ неоднородности. Для этого на сетке размеров ансамбля цилиндрической формы была рассчитана средняя по объему ансамбля частота Раби и ее средне-квадратичное отклонение. Результаты расчетов представлены на рис. 1.11в. Также был рассчитан оптимальный размер ансамбля, с минимальной неоднородностью (отмечен штрих-пунктирной линией). Проведено сравнение неоднородности поля в диэлектрическом резонаторе и резонаторе из работы [53], рис. 1.11д. Средняя частота Раби растёт с удалением от центра резонатора, что в первую очередь связано, с минимумом поля на оси резонатора в плоскости ХУ.

В результате внутри резонатора в объеме  $7 \text{ мм}^2$  средне-квадратичная неоднородность не превышает 1%. В данном объеме достигнута частота Раби 10 МГц при входной мощности всего в 5 Вт является неплохим подспорьем для реализации высокочувствительного магнитометра на основе  $\text{NV}^-$  центров с малым энергопотреблением.

### 1.4.3 Квазигельмгольцевский резонатор

Идея катушек Гельмгольца была адаптирована для создания резонатора для возбуждения электронных магнитных переходов [25]. Резонатор представляет два соосных витка, соединенных с общим для них конденсатором в виде двух медных пластин, рис. 1.12а.

Расстояние между кольцами и размер колец были выбраны исходя из конструктивных особенностей установки. Используя симуляцию электромагнитного поля в среде Comsol 4.3 было получено, что в центре антенны в объеме  $1 \times \text{Ø}2 \text{ мм}$  магнитное поле имеет среднее значение 0,22 мТл и находится в пределах



Рисунок 1.12 — Квазигельмгольцевский резонатор. (а) Компьютерная модель. (б) изготовленный резонатор.

0,2–0,24 мТл, что соответствует максимальному относительному отклонению величины магнитного поля от среднего в 10%. Среднее значение амплитуды поля при ориентации  $NV^-$  центра  $\langle 111 \rangle$ , перпендикулярной оси катушек соответствует частоте Раби 4.4 МГц при мощности 1 Вт и 9.8 МГц при входной мощности 5 Вт.

По результатам моделирования была изготовлена антенна, изображенная на рис. 1.12б. Кольца антенны были согнуты из медного провода диаметром 0.7 мм на оправке диаметром 5 мм. Конденсатор был сделан из двух медных пластин размером 7x3x0.2 мм. Расстояние между кольцами – 6 мм. Зазор воздушного конденсатора составлял 0.4 мм и подстраивался малой деформацией при помощи лезвия (на увеличение зазора) или пинцета (на уменьшение зазора) на рабочую частоту 2.82 ГГц.

Возбуждение резонатора осуществляется с помощью симметризованного кольца с током диаметром 7 мм, соосным с витками антенны. Коэффициент связи антенны может быть отрегулирован зазором между накачивающим витком и антенной. Зазор был выбран по критерию минимизации коэффициента отражения, наблюдаемого при помощи векторного анализатора (mini VNA Tiny).

## 1.5 Возбуждение сверхтонких переходов

Сверхтонкие переходы в основном состоянии  $NV^-$  центра магнитно-дипольные. Для возбуждения необходимо переменное магнитное поле с вектором индукции магнитного поля, ориентированным перпендикулярно оси  $NV^-$  центра.

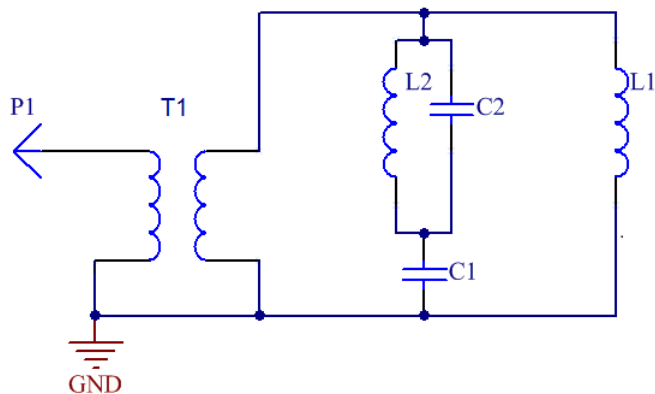
Гиромангнитное отношение ядерного спина [57]  $\gamma_n$  меньше, чем у электронного на 4 порядка, что приводит к тому, что он менее чувствителен к магнитному полю, в том числе переменному. Данный факт усложняет изменение проекции ядерного спина, так как при той же амплитуде переменного магнитного поля длительности импульсов увеличиваются, что в итоге приводит к потере контраста из-за декогерентности.

Для возбуждения всех сверхтонких переходов  $NV^-$  центра необходим антенна или резонатор, работающий на частотах 2,8 МГц, 5 МГц, 7,1 МГц. Для протокола поляризации, описанном в п. 1.3.2 не нужен переход на частоте 2,8 МГц, а как будет видно из главы 2, для измерения вращения наиболее подходящим будут сверхтонкие подуровни на подуровне  $m_S = 0$ . Таким образом достаточно только двух частот: 5 МГц и 7,1 МГц.

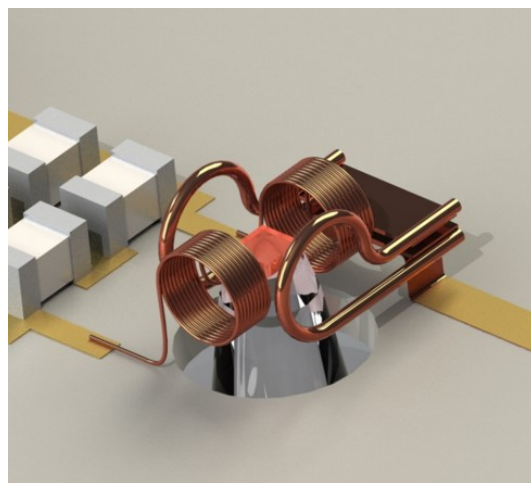
### 1.5.1 Двухчастотный резонатор

Схема двухчастотного резонатора представлена на рис. 1.13а. Добавление контура L2, C2 к колебательному контуру L1, C1 позволяет добиться появления дополнительного резонанса в контуре L1, C1.

Катушка L1 диаметром 1.5мм с числом витков 20 имеет индуктивность 0,9 мкГн. Для данной катушки методом моделирования в среде LTSpice были найдены параметры согласующих элементов: L2=0,1 мкГн, C1 = 0,87 нФ, C2 = 6,8 нФ. При помощи векторного анализатора цепей miniVNA Tiny получен импеданс двухчастотного резонатора (без согласующего трансформатора) на резонансных частотах, составляющий в среднем около  $(200 \pm 50)$  Ом. Для согласования резонатора с усилителем (50 Ом) был использован дополнительный трансформатор T1 с соотношением витков в обмотках 1:2.



а)



б)

Рисунок 1.13 — а) Схема резонатора 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. Красный кубик по середине – алмаз, Большие витки – квазигельмгольцевский резонатор. Пара многovitковых катушек – резонатор для возбуждения ядерных переходов.

Полученные резонансы после согласования были зарегистрированы по сигналу отражения при помощи векторного анализатора цепей miniVNA Tiny и представлены на рис. 1.14. Резонансные частоты при этом получились близкие к 5 МГц и 7 МГц (рис. 1.14).

Полученный двухчастотный резонатор был успешно совмещен с квазигельмгольцевским резонатором (рис. 1.13б)). Частота резонанса СВЧ резонатора и частота Раби существенно не изменились.

## 1.5.2 Испытание двухчастотного резонатора

Для оценки работоспособности двухчастотного резонатора были проведен эксперимент динамической поляризации ядерного спина (п. 1.3.2), а также зарегистрированы осцилляции Раби на переходе между ядерными подуровнями  $m_I = 0$  и  $m_I = \pm 1$  на подуровне  $m_S = 0$ .

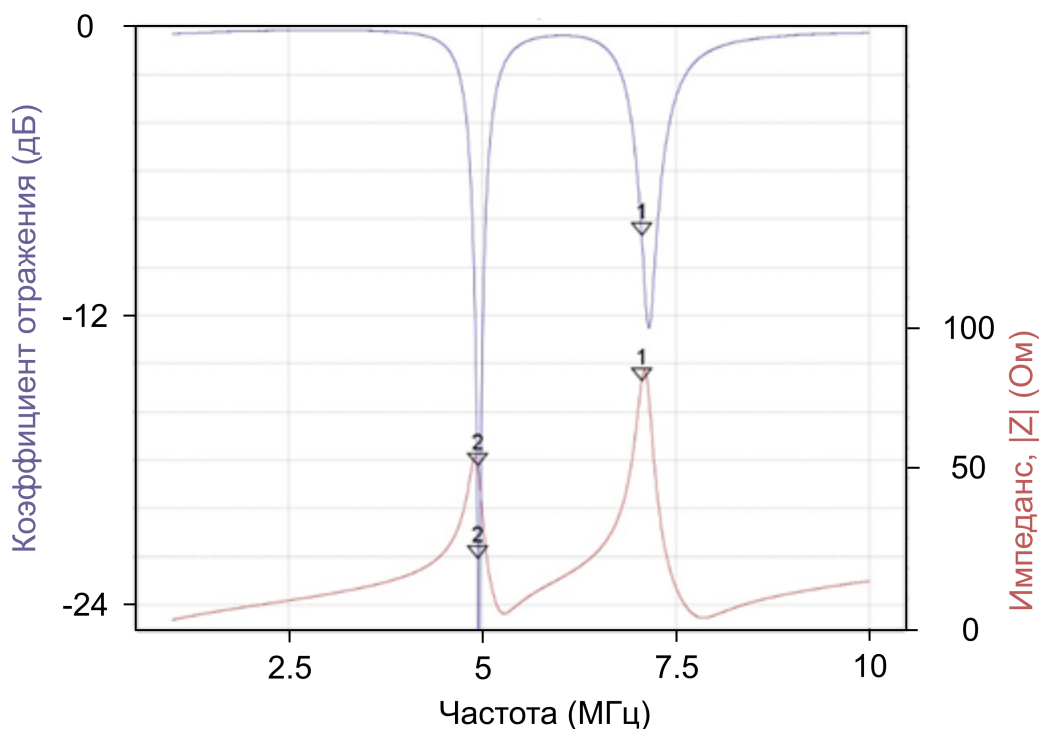


Рисунок 1.14 — Спектр сигнала отражения от двухчастотного резонатора (синий график), зависимость импеданса согласованного резонатора от частоты (красный график). Данные получены от векторного анализатора цепей miniVNAtiny

Желаемым результатом динамической поляризации является заселенный сверхтонкий подуровень  $m_I = 0$ . Населенность данного подуровня оценивалась по амплитуде соответствующего сверхтонкого резонанса в спектре ОДМР, как описано в п. 1.3.3. При сканировании частоты и длительности НЧ импульса была получена карта зависимости населенности на подуровне  $m_I = 0$  (рис. 1.15) которой показала, что оптимальный НЧ  $\pi$ -импульс имеет длительность 27 мкс, соответствующий частоте Раби 18 кГц.

Для демонстрации работы двухчастотного резонатора на частоте 4.95 МГц был проведен эксперимент по наблюдению осцилляций Раби между ядерными подуровнями  $m_I = 0$  и  $m_I = \pm 1$ . Эксперимент состоял из динамической поляризации ядерного спина, импульса НЧ на частоте вблизи резонансной частоты и измерения сигнала ОДМР на частоте сверхтонкого перехода, соответствующего ядерному подуровню  $m_I = 0$ . Зависимость интенсивности флюоресценции от частоты и длительности НЧ импульса представлена на рисунке 1.16. Необходимо отметить, что расщепление между подуровнями  $m_I = \pm 1$  оказалось мало в сравнении с частотой Раби, которую реализовала НЧ антенна. Для определения частоты Раби была выделена зависимость интенсивности флюоресценции от дли-



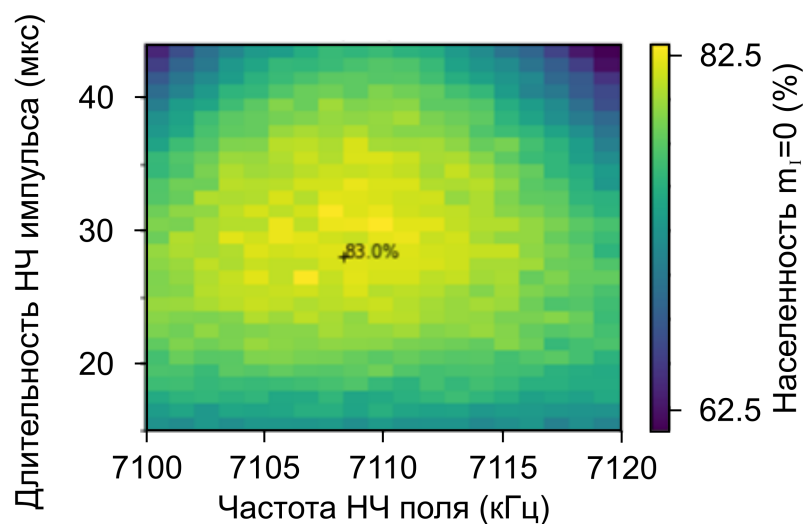


Рисунок 1.15 — Зависимость населенности сверхтонкого подуровня  $m_I = 0$  от частоты НЧ импульса и его длительности при использовании протокола динамической ядерной поляризации (п. 1.3.2).

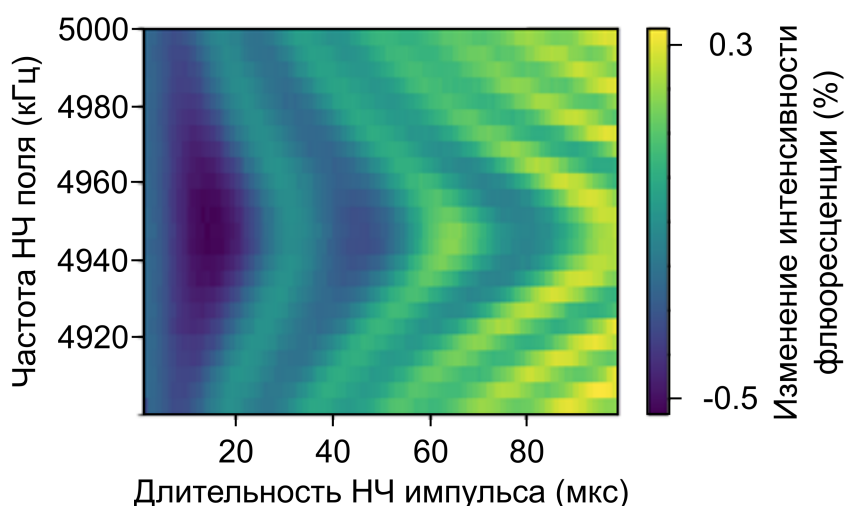


Рисунок 1.16 — Осцилляции Раби при возбуждении перехода между сверхтонкими подуровнями  $m_I = 0$  и  $m_I = \pm 1$  подуровня  $m_S = 0$

тельности НЧ импульса на частоте  $|Q| = 4.95$  МГц. Аппроксимируя зависимость синусоидальным сигналом, была получена частота Раби 31,75 кГц.

## 1.6 Экспериментальная установка для спектроскопии сверхтонких переходов

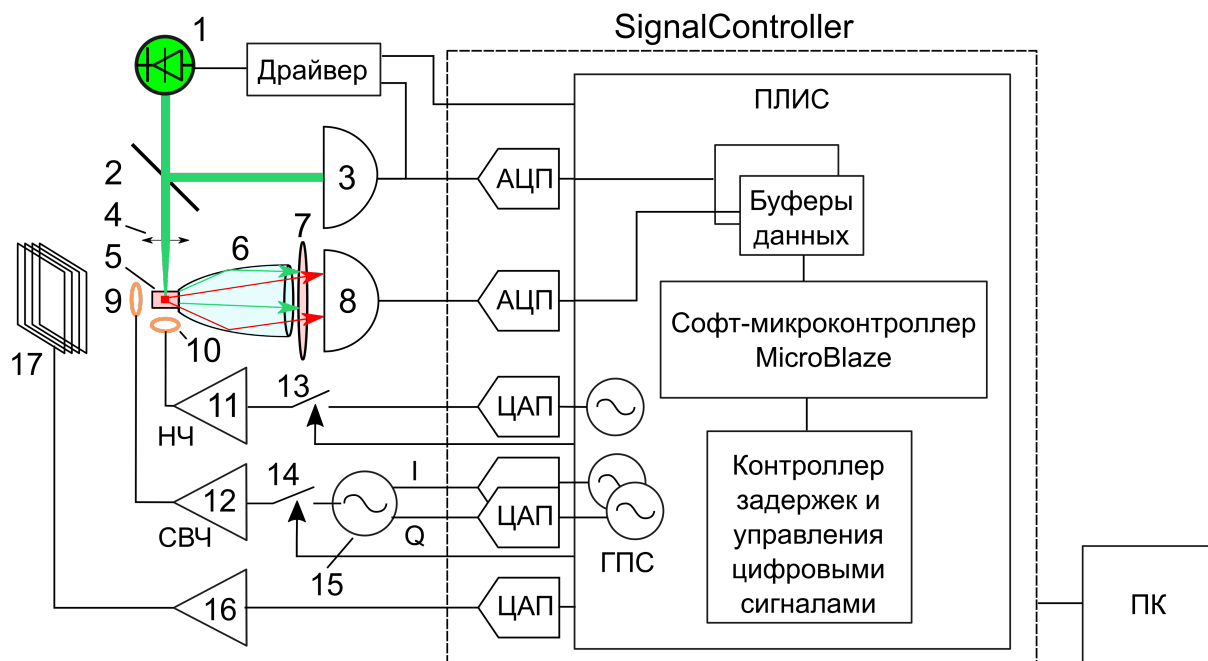


Рисунок 1.17 — Структурная схема экспериментальной установки для спектроскопии сверхтонких переходов NV<sup>-</sup> центра.

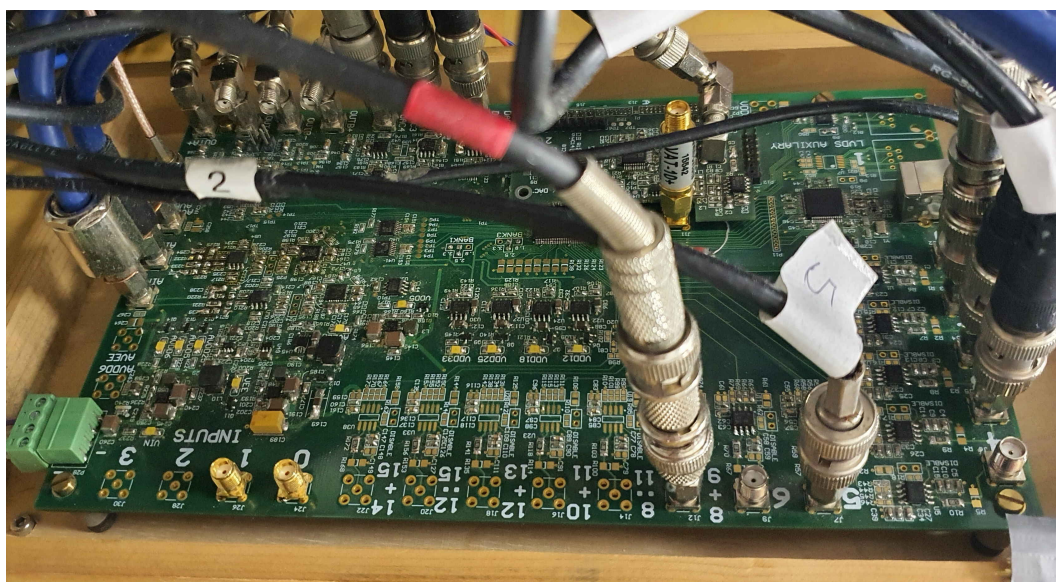


Рисунок 1.18 — Фотография платы управления «SignalController»

Установка (рис. 1.17) управляется при помощи устройства «SignalController» (рис. 1.18), созданного в нашей лаборатории. Центральным вычислителем яв-

ляется программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС), к которой подключены четыре канала цифро-аналоговых преобразователей (ЦАП) для аналогового управления внешними устройствами (генераторами, источниками тока), два канала аналогово-цифровых преобразователей (АЦП, AD7625), два двухканальных быстрых ЦАП (100 МГц) а также выведены цифровые каналы для формирования импульсов управления возбуждающими полями. Сигнал для быстрых ЦАП формируется с помощью цифровых генераторов прямого синтеза (ГПС), формирующих цифровой синусоидальный сигнал в шину данных ЦАП. Амплитуда и частота ГПС хранятся в регистрах, доступных для записи контроллером задержек и управления цифровыми сигналами. Один из двухканальных быстрых ЦАП подключен к генератору 15 (SG SRS384) в режиме квадратурной модуляции, что позволяет точно контролировать частоту синусоидального сигнала, в отличие от аналогового управления генераторами через вход частотной модуляции. Однако ГПС не были добавлены в прошивку «SignalController» на момент получения результатов Главы 3, где частота контролировалась аналоговым образом. Сигнал от генератора подается через усилитель 12 (Minicircuits ZHL-16W-43X+) на резонатор 9, описанный в п. 1.4.3. Магнитное поле резонатора направлено перпендикулярно оси  $\langle 111 \rangle$ .

Оптическая накачка производится многомодовым лазерным диодом 1 (длина волны 520 нм), с мощностью 1 Вт. Формирование импульсов оптической накачки производится за счет модуляции тока лазерного диода. Ток лазерного диода формируется разработанным лабораторией драйвером лазерного диода (рис. ??). Драйвер лазерного диода позволяет делать импульсы оптической накачки с временами нарастания/спада сигнала  $< 5$  мкс и стабилизировать величину сигнала оптической накачки, для этого в состав драйвера включен пропорционально-интегральный контроллер, задающий ток на лазерном диоде. Привязка осуществляется по мощности оптической накачки, регистрируемой с помощью фотодиода 3.

Излучение флюоресценции алмаза собирается параболическим концентратором 6, к которому приклеен алмаз 5, проходит через оптический фильтр 7 (Thorlabs LP590), отсекающий излучение накачки, попадает на фотодиод 8 (Advanced Photonix PDB-C609-2). Магнитное поле 1.1 мТл создается при помощи квадратных катушек Гельмгольца 17 со стороной 8 см. Ток задается источником тока 16, управляемым от аналогового канала «SignalController». Вектор индукции магнитного поля ориентирован вдоль кристаллографической оси  $[111]$  алмаза 5.

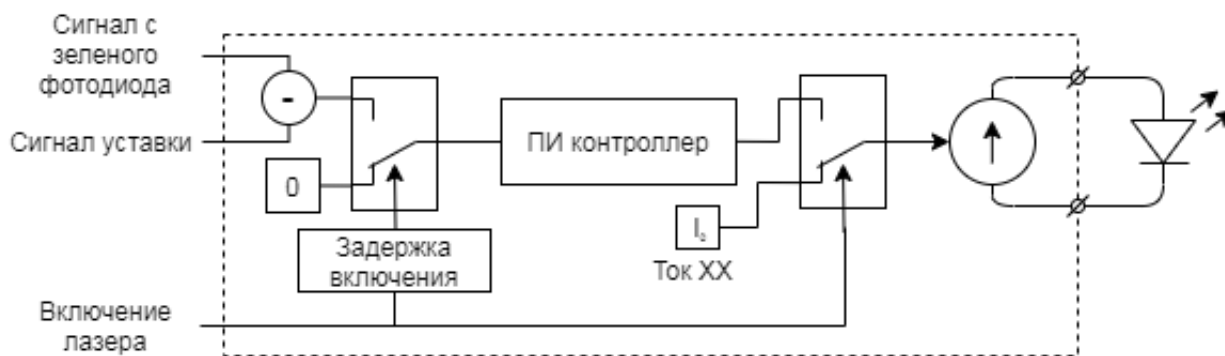


Рисунок 1.19 — Структурная схема драйвера лазерного диода

НЧ сигнал для управления ядерным спином формируется с помощью одного из каналов быстрого двухканального ЦАП, усиливается усилителем 11 (VectaWave VBA100-30) с выходной мощностью 30Вт и подается на резонатор 10 (п. 1.5). Для формирования прямоугольных импульсов, СВЧ и НЧ сигналы перед подачей на усилители мощности управляются ключами 13, 14 (Minicircuits ZASWA-2-50DR+) от «SignalController».

## 1.7 Результаты Главы 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  $m_I = 0$ .

## Глава 2. Температурная зависимость сверхтонкой структуры $NV^-$ центра

Температурные сдвиги электронных магнитных подуровней  $NV^-$  центра с одной стороны позволяют использовать его в качестве термометра [16; 17], с другой стороны осложняют проведение экспериментов в которых используются сверхтонкие переходы. В частности изменение сверхтонкого взаимодействия из-за температуры может внести паразитный сигнал в измерение вращения с помощью ядерного спина азота в  $NV^-$  центре.

Изменение температуры окружающей среды и локальный нагрев алмаза при оптической накачке ансамбля  $NV^-$  центров, необходимой для работы с ансамблем  $NV^-$  центров, неизбежно приводит к изменению величин спин-спинового расщепления  $D$ , компонент тензора сверхтонкого взаимодействия  $A$ , а также квадрупольного расщепления  $Q$ .

Изменение геометрии  $NV^-$  центра в общем случае приведет к сдвигам сверхтонкого расщепления  $NV^-$  с ядерным спином. Взаимодействие ядерного спина с электронным складывается из диполь-дипольного взаимодействия и контактного взаимодействия Ферми. С изменением геометрии изменяется как форма электронного облака, так и плотность вероятности нахождения электрона в ядре.

В работе [52], была исследована температурная зависимость величины квадрупольного сдвига  $Q$  ядерного спина азота-14. Было установлено, что относительное изменение  $Q$  пропорционально относительному изменению  $D$ , несмотря на разную природу сдвигов,  $\frac{\delta Q}{Q} = \frac{1}{3.6} \frac{\delta D}{D}$ . При комнатной температуре температурный коэффициент составил  $dQ/dT(297K) = 35.0(2)$  Гц/К.

В настоящей работе были измерены величины  $dQ/dT$  и  $dA_{||}/dT$ .

### 2.1 Определение постоянных сверхтонкого расщепления $NV^-$ центра

Величину постоянных сверхтонкого расщепления можно вычислить из частот разрешенных сверхтонких переходов, обозначенных на рис. 1.5.

Рассмотрим гамильтониан основного состояния  $NV^-$  центра. Отбросим при этом члены, имеющие недиагональные компоненты:  $A_{\perp}, \gamma_e B_x, \gamma_n B_x$ . Неточность данного приближения рассмотрена в приложении Б. Здесь и далее предпола-

гается, что ось  $X$  ориентирована вдоль компоненты вектора магнитного поля, ортогональной оси  $NV^-$ .

$$\mathcal{H} = h(DS_z^2 + \gamma_e B_z S_z + QI_z^2 + S_z A_{\parallel} I_z - \gamma_n B_z I_z) \quad (2.1)$$

Пользуясь диагональным видом гамильтониана, можно выписать значения энергий для собственных состояний операторов  $S_z, I_z$ :

Таблица 1 — Вклады электронных и сверхтонких подуровней в энергию уровня

$m_S$	Вклад электронного магнитного подуровня, h	$m_I$	Вклад сверхтонкого подуровня, h
+1	$D + \gamma_e B_z$	+1	$Q + A_{\parallel} - \gamma_n B_z$
		0	0
		-1	$Q - A_{\parallel} + \gamma_n B_z$
-1	$D - \gamma_e B_z$	+1	$Q - A_{\parallel} - \gamma_n B_z$
		0	0
		-1	$Q + A_{\parallel} + \gamma_n B_z$
0	0	+1	$Q + \gamma_n B_z$
		0	0
		-1	$Q - \gamma_n B_z$

Введём обозначение  $f_{e(m_S)}^{n(j)}$  для частоты разрешенного сверхтонкого перехода  $|0_I\rangle \leftrightarrow |j_I\rangle$  на электронном магнитном подуровне  $m_S$ . С помощью значений из таблицы 1 вычислим частоты сверхтонких переходов:

Таблица 2 — Частоты сверхтонких переходов в поле 1 мТл

Обозначение	$m_S$	Переход	Частота перехода	
$f_{e+1}^{n+}$	+1	$ 0_I\rangle \leftrightarrow  +1_I\rangle$	$ Q + A_{\parallel} - \gamma_n B_z $	7109 кГц
$f_{e+1}^{n-}$	+1	$ 0_I\rangle \leftrightarrow  -1_I\rangle$	$ Q - A_{\parallel} + \gamma_n B_z $	2783 кГц
$f_{e-1}^{n+}$	-1	$ 0_I\rangle \leftrightarrow  +1_I\rangle$	$ Q - A_{\parallel} - \gamma_n B_z $	2789 кГц
$f_{e-1}^{n-}$	-1	$ 0_I\rangle \leftrightarrow  -1_I\rangle$	$ Q + A_{\parallel} + \gamma_n B_z $	7103 кГц
$f_{e0}^{n+}$	0	$ 0_I\rangle \leftrightarrow  +1_I\rangle$	$ Q - \gamma_n B_z $	4943 кГц
$f_{e0}^{n-}$	0	$ 0_I\rangle \leftrightarrow  -1_I\rangle$	$ Q + \gamma_n B_z $	4949 кГц

В таблице 2 приведены частоты переходов, определенные из экспериментальных данных при температуре 325К и поле 10Гс. Выражения для частот

переходов содержат три неизвестных параметра:  $Q$ ,  $A_{\parallel}$ ,  $B_z$ . Проекция магнитного поля  $B_z$  не является целевым неизвестным и эффективно исключается из рассмотрения суммированием частот переходов с разными знаком  $\Delta m_I$ . С учетом соотношения  $Q < A_{\parallel} < 0 < \gamma_n B_z$  [58] приведём значения сумм частот:

$$\begin{aligned} f_{e-1}^{n+} + f_{e+1}^{n-} &= 2|Q| - 2|A_{\parallel}| \\ f_{e-1}^{n-} + f_{e+1}^{n+} &= 2|Q| + 2|A_{\parallel}| \\ f_{e0}^{n+} + f_{e0}^{n-} &= 2|Q| \end{aligned} \quad (2.2)$$

Частоты  $f_{e0}^{n+}$ ,  $f_{e0}^{n-}$  имеют близкие значения, что затрудняет спектроскопию сверхтонких переходов на подуровне  $m_S = 0$ . Переходы с частотами  $f_{e+1}^{n-}$ ,  $f_{e-1}^{n+}$  и  $f_{e-1}^{n-}$ ,  $f_{e+1}^{n+}$  также имеют близкие значения внутри пары. Благодаря тому, что это переходы внутри разных электронных магнитных подуровней, их разрешение возможно выбором электронного магнитного подуровня. В настоящей работе для измерения были выбраны частоты  $f_{e-1}^{n+}$ ,  $f_{e-1}^{n-}$ ,  $f_{e+1}^{n+}$ ,  $f_{e+1}^{n-}$ . Складывая и вычитая первые два равенства, из (2.2) получаются выражения для  $Q$ ,  $A_{\parallel}$ :

$$\begin{aligned} Q &= -\frac{f_{e-1}^{n+} + f_{e-1}^{n-} + f_{e+1}^{n+} + f_{e+1}^{n-}}{4} \\ A_{\parallel} &= -\frac{-f_{e-1}^{n+} + f_{e-1}^{n-} + f_{e+1}^{n+} - f_{e+1}^{n-}}{4} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Данные выражения будут использоваться в дальнейшем для вычисления значения  $Q$  и  $A_{\parallel}$  из частот сверхтонких переходов.

### 2.1.1 Измерение частот сверхтонких переходов $NV^-$ центра

Для измерения частот разрешенных сверхтонких переходов на электронных магнитных подуровнях  $m_S = -1$ ,  $+1$  используется последовательность импульсов оптической накачки, СВЧ и НЧ поля, изображенная на рис. 2.1. В качестве примера, приведено измерение частоты  $f_{e-1}^{n+}$ , когда СВЧ и НЧ импульсы попадают в резонанс.

После длинного импульса оптической накачки(1)  $NV^-$  центр находится в состоянии  $m_S = 0$ . Распределение населенностей сверхтонких подуровней

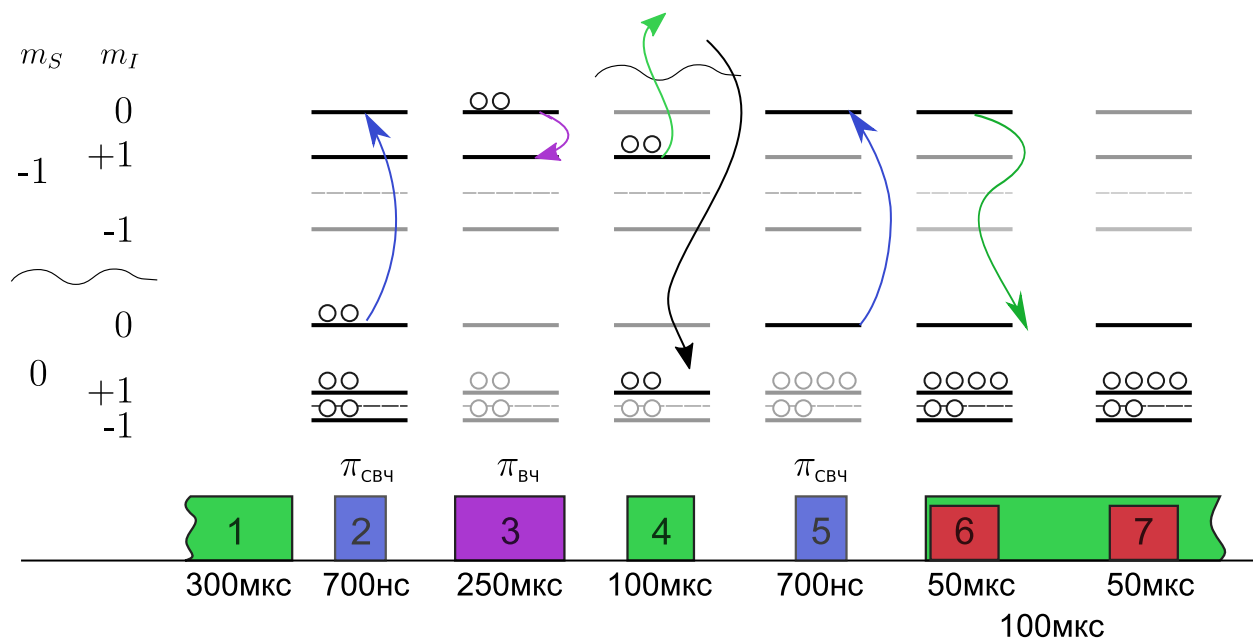


Рисунок 2.1 — Алгоритм спектроскопии сверхтонких переходов на примере перехода  $| -1_S, 0_I \rangle \leftrightarrow | -1_S, +1_I \rangle$ . В верхней части рисунка показано изменение населенности в процессе проведения эксперимента. Указанная населенность соответствует началу приложения каждого импульса. В нижней части рисунка - последовательность управляющих импульсов. Цветами обозначены: синий – включение СВЧ поля; фиолетовый – НЧ поле; зелёный – оптическая накачка; красный – сбор флюоресценции.

близко к термальному после оптической накачки. Узкополосный СВЧ  $\pi$ -импульс (2) (селективный по проекции ядерного спина,  $|0_I\rangle$ ) переносит населенность на выбранный магнитный подуровень ( $| -1_S \rangle$ ) при совпадении частоты СВЧ и частоты соответствующего перехода. Пробный НЧ  $\pi$ -импульс (3) инвертирует населенность сверхтонких подуровней при совпадении частоты поля и перехода. Короткий импульс оптической накачки (4) перекачивает населенности магнитных подуровней на подуровень  $m_S = 0$ , незначительно изменяя населенности ядерных подуровней. Начиная с импульса (5) последовательность соответствует одному измерению спектра ОДМР, где частота пробного импульса совпадает с частотой импульса (2). При совпадении частоты пробного НЧ импульса (3) с частотой перехода, населенность на подуровне  $|0_I\rangle$  уменьшится по отношению к значению на момент начала эксперимента. Уменьшение населённости на сверхтонком подуровне приведет к уменьшению амплитуды резонанса в спек-



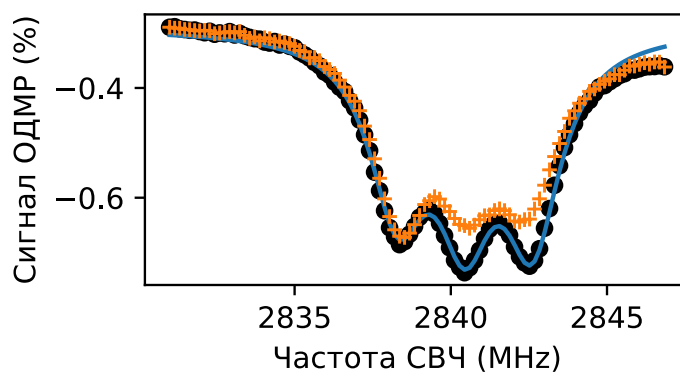


Рисунок 2.2 — Оптически детектируемый резонанс. Черными точками обозначен сигнал при несовпадении частоты НЧ импульса с частотой сверхтонкого резонанса. Синей линией – аппроксимация данных суммой трёх контуров Лоренца. Оранжевыми крестами – спектр при совпадении частоты НЧ поля с частотой сверхтонкого перехода.

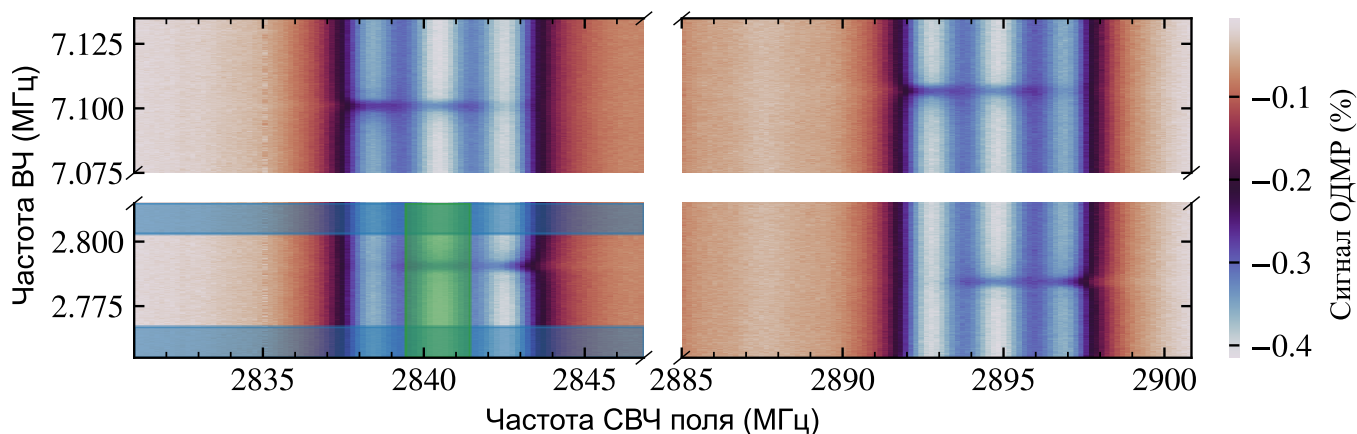


Рисунок 2.3 — Карта сигнала ОДМР при сканировании частоты НЧ импульса.

тре ОДМР, соответствующего  $m_I = 0$  сверхтонкому подуровню, как показано на рис. 2.2.

Для определения 4 выбранных частот сверхтонких переходов были выбраны диапазоны сканирования СВЧ в окрестности 2837 МГц, 2902 МГц и частоты НЧ в окрестности 2.8 МГц, 7.1 МГц. Результат сканирования в указанных диапазонах представлен на рис. 2.3 Данные эксперимента в каждой из четырёх областей позволяют определить одну из частот сверхтонких переходов.

На полученной карте видно уменьшение амплитуды среднего и одного из боковых электронных магнитных резонансов при совпадении частоты НЧ поля с частотой сверхтонкого перехода. Для простоты обработки рассматривается только изменение амплитуды среднего резонанса, соответствующего магнитным переходам  $|0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |\pm 1, 0_I\rangle$ .

Обработка данных эксперимента производится аппроксимацией спектра ОДМР суммой трех контуров Лоренца, как описано в п. 1.3.3. В области частоты сверхтонкого перехода изменяется не только амплитуды отдельных магнитных резонансов (рис. 2.2, оранжевые кресты), но и искажается форма контура.

Для получения контура сверхтонкого резонанса необходимо построить зависимость амплитуды электронного магнитного резонанса от частоты НЧ поля. Амплитуда магнитного резонанса определяется как один из параметров аппроксимации спектра ОДМР. Контур сверхтонкого перехода  $|-1_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |-1_S, +1_I\rangle$ , полученный из амплитуды магнитного резонанса, представлен на (рис. 2.4).

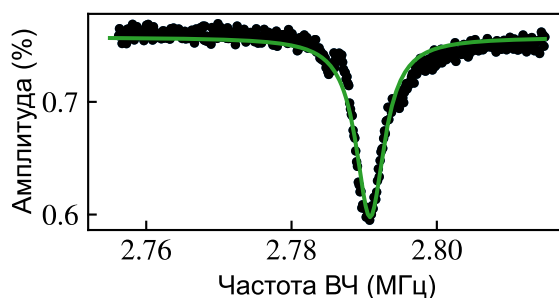


Рисунок 2.4 — Контур ядерного магнитного резонанса  $|-1_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |-1_S, +1_I\rangle$ . Зеленая линия соответствует аппроксимации данных контуром Лоренца.

Для определения частоты перехода контур были аппроксимированы контуром Лоренца, выражение 1.13. Асимметричная форма линии не позволяет улучшить аппроксимацию использованием более сложной модели, например учитывающей осцилляцию Раби с отстройкой или неоднородное уширение. Неидеальность аппроксимации приводит к систематической ошибке определения частоты перехода. Сохранение формы контура при изменении температуры означает независимость данной ошибки от температуры и как следствие не приведет к ошибке определения температурного коэффициента изменения сверхтонких компонент.

Асимметрия линии может быть вызвана эффектом памяти ядерного спина. Несмотря на то, что во время оптической накачки состояние ядерного спина приводится к некоторому равновесному (близкому к термальному), данный процесс происходит медленнее, чем подготовка электронного спина. В случае неполного стирания информации о предыдущем эксперименте, у контура может появиться затухающий хвост с одной стороны.

Для уменьшения данного эффекта длительность импульса оптической накачки составляла 1 мс. Эффект памяти на измерение контура сверхтонкого

перехода подавлен очередностью циклов: цикл по СВЧ был встроен внутри цикла по НЧ. За счёт наличия диапазона СВЧ вне магнитных резонансов происходит длительное воздействие оптической накачки и состояние ядерного спина термализуется перед изменением частоты НЧ.

В результате обработки данных одного сканирования спектра ОДМР (рис. 2.3)) определены четыре частоты  $f_{e+1}^{n-}$ ,  $f_{e-1}^{n+}$  и  $f_{e-1}^{n-}$ ,  $f_{e+1}^{n+}$  сверхтонких переходов.

## 2.2 Измерение температуры алмаза

Измерение температурной зависимости предполагает контролируемое изменение температуры исследуемого образца алмаза. Т.е. необходимо решить задачу измерения и изменения температуры алмаза.

Измерение температуры алмаза внешним датчиком температуры осложнено тем фактом, что образец находится внутри двух миниатюрных резонаторов, НЧ и СВЧ. Добавление датчика температуры непосредственно на алмазную пластину приведёт с одной стороны к искажению распределения полей резонаторов (в большей степени это касается СВЧ резонатора), с другой стороны к наведению электромагнитной помехи на датчик температуры. Помещение датчика на параболический концентратор может привести к смещению показания температуры из-за градиента температур между алмазом и датчиком температуры. Градиент температур возникнет неизбежно в силу нагрева кристалла оптической накачкой и теплоотводом через подходящие к датчику провода.

Избежать данных трудностей позволяет использование исследуемого ансамбля  $NV^-$  центров.

### 2.2.1 Измерение температуры алмаза по спектру ОДМР

В качестве термометра можно использовать  $NV^-$  центр [16; 17]. Для этого используется температурная зависимость постоянной спин-спиновго взаимодей-

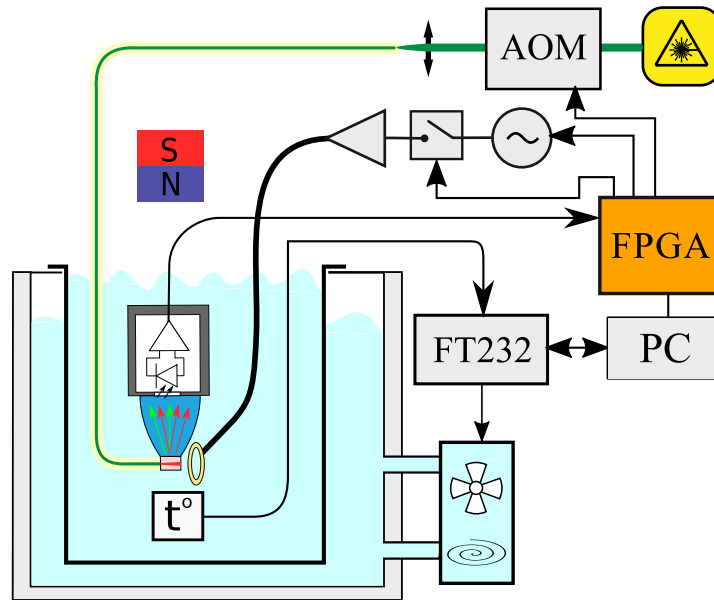


Рисунок 2.5 — Установка для калибровки температурной зависимости  $D$

ствия  $D$ . Величина  $D$  определяется из спектра ОДМР как полусумма частот магнитных переходов  $|0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |\pm 1_S, 0_I\rangle$ :

$$D = \frac{f_{e-1} + f_{e+1}}{2} \quad (2.4)$$

Из линеаризации зависимости  $D(T)$  в области температуры  $T_0$ : Зависимость  $D(T)$  в области комнатных температур линеаризуется:

$$D \approx D(T_0) + \frac{\partial D}{\partial T}(T_0)(T - T_0) \quad (2.5)$$

$$T = T_0 + \left(\frac{\partial D}{\partial T}\right)^{-1}(D - D(T_0)) \quad (2.6)$$

В работах [16; 17] приводятся различные значения производной  $\frac{\partial D}{\partial T}$  которое по-видимому зависит от свойств алмаза. Чтобы исключить ошибку измерения температуры, связанную со неопределенностью коэффициента  $\frac{\partial D}{\partial T}$ , необходимо произвести калибровку температурной зависимости  $D(T)$ .

### 2.2.2 Калибровка измерения температуры

Калибровка зависимости  $D(T)$  производилась с помощью установки, показанной на рисунке 2.5.

Для избежания температурных градиентов между датчиком температуры алмаз был помещен в термостат (Ultra-Thermostat Typ U 10) заполненный водой. Управление термостатом осуществлялось с помощью цифрового ПИД контроллера. В качестве датчика температуры использовалась микросхема термометра DS18B20 в выводном корпусе, помещенная в герметичный корпус. Программа на компьютере получала данные с термометра с помощью преобразователя последовательного интерфейса FT232. Управление термостатом дискретное с помощью реле, подключенного к преобразователю интерфейсов FT232.

Оптическая накачка производилась с помощью лазера (Laser Quantum Finesse Pure 12 W), амплитудно-модулированного с помощью акусто-оптического модулятора (АОМ). Лазерное излучение было заведено в одномодовое оптическое волокно. Мощность излучения перед волокном составляла около 100мВт. Свободный конец волокна механически прижат к алмазу таким образом, чтобы свет попадал внутрь алмаза.

Сбор излучения флюоресценции производится параболическим концентратором. Эффективность сбора флюоресценции меньше, чем в воздухе в силу большего угла полного внутреннего отражения в водной среде. Геометрически концентратор расположен таким образом, чтобы минимизировать сбор излучения накачки. Регистрация интенсивности флюоресценции реализована с помощью герметичного фотодиода с предусилителем, изготовленного в лаборатории для данного эксперимента.

Для возбуждения магнитных переходов использовалась антенна в виде небольшого кольца, припаянного на коаксиальный провод и закрепленная в непосредственной близости с алмазом. Генератор Rhode Schwartz SMA100A в режиме модуляции частоты по списку использовался в качестве источника СВЧ сигнала. СВЧ сигнал промодулирован ключом и усилен на усилителе мощности (Minicircuits ZHL-16W-43+).

Источником постоянного магнитного поля для разрешения отдельных ориентаций служил постоянный магнит, закрепленный за пределами термостата. Поле было примерно ориентировано вдоль кристаллической оси  $\langle 111 \rangle$  в алмазе.

Управление установкой, получение данных производилось с устройства «SignalController». Измерение производилось при помощи наблюдения спектра ОДМР. Частоты Раби предварительно измерены и настроены для резонансов, соответствующих ориентации  $\langle 111 \rangle NV^-$  центров, при помощи подстройки амплитуды СВЧ в диапазоне 2800..2870 МГц и 2870..2940 МГц.

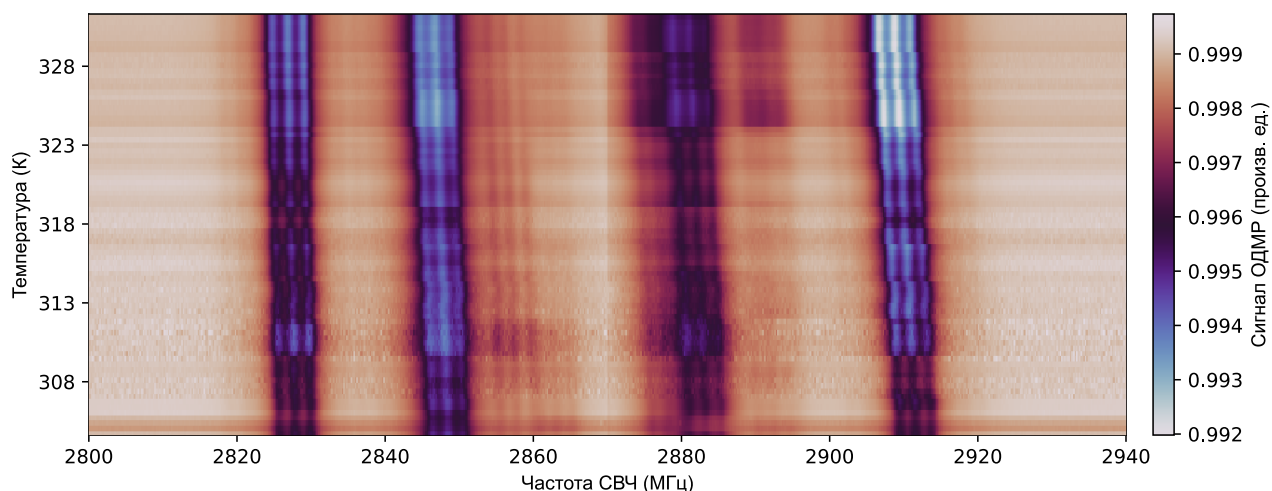


Рисунок 2.6 — Карта спектра ОДМР в зависимости от температуры.

Программа на компьютере осуществляла изменение температуры шагами по 2.5К и задержкой между шагами в 35 минут. 20 минут отводилось на достижение равновесия температуры внутри термостата. Последующие 15 минут производился съём спектров ОДМР с регистрацией и записью температуры воды в термостате. Полученные спектры отображены в виде двухмерной карты на рис. 2.6

Крайний левый и крайний правый триплеты соответствуют магнитным переходам  $|0_S\rangle \leftrightarrow |\pm 1_S\rangle$  для ориентации  $\langle 111 \rangle NV^-$  центра. Частоты для левого резонанса  $f_{e-1}$  и правого резонансов  $f_{e+1}$  получаются аппроксимированием спектра суммой трех контуров Лоренца (см. п. 1.3.3). Величина  $D$  вычислялась из резонансных частот для левого резонанса  $f_{e-1}$  и правого резонанса  $f_{e+1}$  по формуле ((2.4)). Температура и полученная величина  $D$  усреднялась на каждом шаге по температуре. Полученная зависимость  $D(T)$  представлена на рис. 2.7. Аппроксимацией полученных данных линейной зависимостью были получены значения для производной и смещения:

$$\frac{\partial D}{\partial T} = -77(1)\text{кГц} \quad (2.7)$$

$$D(302) = 2869.7 \text{ МГц}$$

С учётом полученных данных, температура алмаза может быть вычислена согласно формуле 2.6.

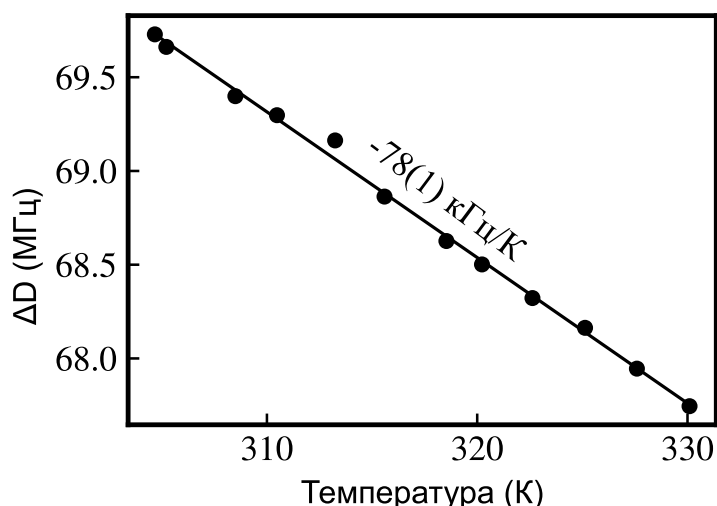


Рисунок 2.7 — Зависимость расщепления электронных магнитных подуровней  $NV^-$  центра в нулевом поле от температуры. Изменение величины  $D$  построено по отношению к уровню 2800 МГц.

### 2.3 Измерение температурной зависимости частот сверхтонких переходов

Для изменения температуры алмаза с доступной стороны к нему был прижат цилиндр ( $D3 \times 10$  мм). Сапфировый цилиндр вставлен в латунную шпильку. Шпилька вкручена в алюминиевый цилиндр с фланцем на одном из концов. За счёт длины цилиндра элемент Пельтье вынесен наружу за пределы катушек Гельмгольца для уменьшения влияния магнитного поля, вызванного протекаемым через элемент током. Отвод и тепла производился с помощью радиатора, закрепленного на элементе Пельтье. Элемент Пельтье подключен к выходу лабораторного источника питания GWInstek PSP2010, подключенного по последовательному интерфейсу к компьютеру.

На латунной шпильке закреплён цифровой термометр DS18B20, подключенный к компьютеру через USB-контроллер последовательного порта FT232. Для контроля температуры была написана программа на Python, которая обеспечивала регистрацию показаний термометра, управление током Пельтье и стабилизацию температуры с помощью программного ПИ-регулятора. Управление уставкой температуры и запись показаний датчика производилась в главной программе.

С помощью описанного выше устройства происходил нагрев алмаза. Температура шпильки по показаниям термометра изменялась от 305 до 365 К и обратно с шагом 1К. Последующие 11 минут производилось 50 повторений эксперимента

по определению частот сверхтонких переходов, результатом каждого из экспериментов является карта ОДМР как на рис. 2.3.

Для каждой полученной карты по методике из п. 2.1.1 определялись частоты  $f_{e+1}^{n-}$ ,  $f_{e-1}^{n+}$ ,  $f_{e-1}^{n-}$ ,  $f_{e+1}^{n+}$ . Усреднением параметров аппроксимации ОДМР при частотах НЧ поля далеко от ядерных магнитных резонансов определялись частоты электронных магнитных переходов  $f_{e-1}$  и правого резонансов  $f_{e+1}$ . Затем с помощью формул 2.4, 2.6 определялась температура алмаза. Полученные данные зависимости частоты сверхтонких переходов от температуры представлены на рис. 2.8.

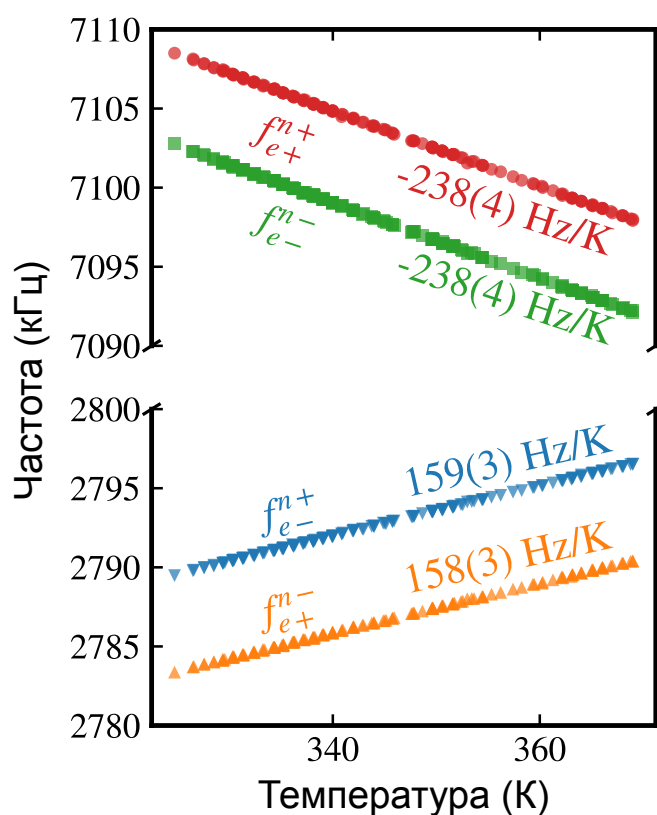


Рисунок 2.8 — Зависимость частот сверхтонких переходов основного оптического состояния  $NV^-$  центра от температуры. Наклон зависимости указан исходя из аппроксимации данных линейной зависимостью.

Применив формулы 2.3 к полученным зависимостям  $f_{e+1}^{n-}(T)$ ,  $f_{e-1}^{n+}(T)$ ,  $f_{e-1}^{n-}(T)$ ,  $f_{e+1}^{n+}(T)$  была получена температурная зависимость компонент сверхтонкой структуры, приведенная на рис. 2.9. В использованном диапазоне температур полученные зависимости хорошо аппроксимируются линейной функцией.



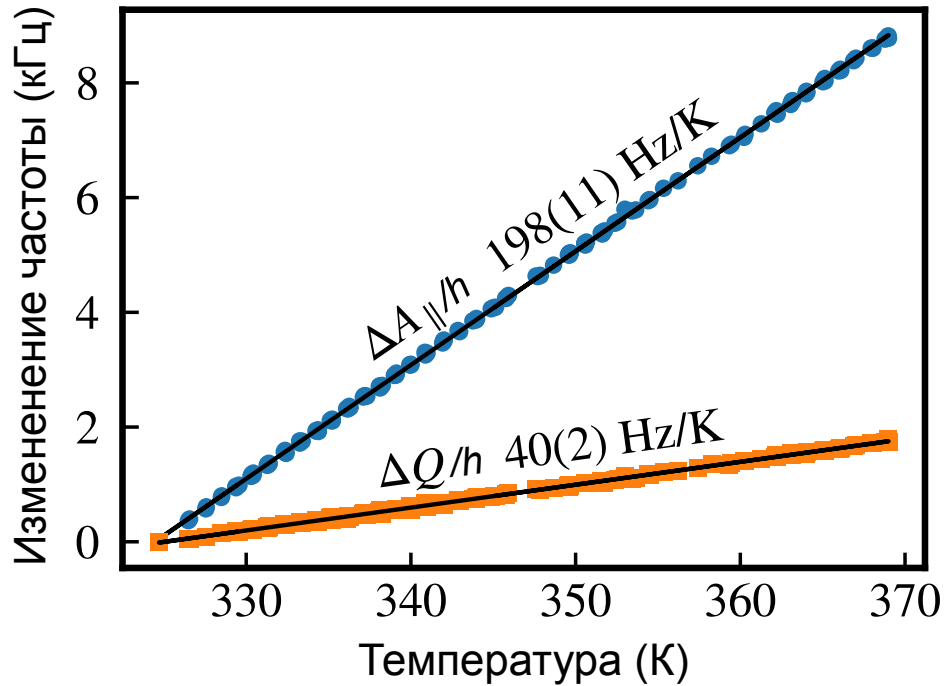


Рисунок 2.9 — Температурная зависимость изменения сверхтонких компонент. Изменение величин взято относительно значений  $-4946.0$  kHz для  $Q/h$   $-2159.6$  kHz для  $A_{||}/h$

Для того, чтобы уменьшить влияния неоднородности пластины, измерения температурных зависимостей были проведены в 4 областях алмаза. Были получены усредненные значения:

$$\begin{aligned} dA_{||}/dT &= 200 \text{ Гц/К} \\ dQ/dT &= 39 \text{ Гц/К} \end{aligned} \quad (2.8)$$

## 2.4 Оценка погрешностей измерения

Погрешность определения коэффициентов температурной зависимости была получена исходя из следующих факторов:

- случайная ошибка модели аппроксимации линейной зависимости
- разброс значений производной в разных областях пластины
- ошибка связанная с недиагональными членами Гамильтониана
- ошибка температурной калибровки.

### 2.4.1 Случайная ошибка моделей аппроксимации

Ошибка определения положения электронных магнитных резонансов получена из ковариационной матрицы ошибок метода наименьших квадратов при аппроксимации спектра ОДМР:

$$\delta F_{\pm 1} \approx 0.8 \text{ кГц} \quad (2.9)$$

Исходя из из ошибки определения положения резонансов, получена ошибка определения  $D$ : Однако из-за того, что одно измерение довольно продолжительное (около 13 с), флуктуации температуры привнесут дополнительную ошибку величиной  $\delta D_m^T = 8 \text{ кГц}$ , которая была оценена из разности значений  $D$ , полученных из первого и последнего спектра ОДМР во время измерения. Ошибка, связанная с дрейфом температуры на порядок больше случайной ошибки.

Из-за того, что метод наименьших квадратов использует ошибку зависимых данных ( $\delta A_{\parallel}, \delta Q$ ), ошибка измерения  $D$  была преобразована по формулам:

$$\delta A_{\parallel} = \delta D \cdot \frac{dA_{\parallel}}{dD} \approx 20 \text{ Гц} \quad (2.10)$$

$$\delta Q = \delta D \cdot \frac{dQ}{dD} \approx 4 \text{ Гц} \quad (2.11)$$

Подставлены значения производных, полученных из данных рис. 2.9

Ошибка определения частот сверхтонких переходов  $f_{e\pm}^{n\pm}$ , полученная из данных аппроксимации, составляет в среднем  $\delta f_{e\pm}^{n\pm} = 100 \text{ Гц}$ , находясь в диапазоне 63–300 Гц для всех измерений. Ошибка определения частоты в несколько раз больше ошибки, вызванной дрейфом величины  $D$ . В соответствии с формулами определения  $A_{\parallel}, Q$  2.3, абсолютная ошибка определения  $A_{\parallel}, Q$  составила:

$$\delta A_{\parallel} = \delta Q = 2\delta f_{e\pm}^{n\pm}$$

### 2.4.2 Разброс значений производной в разных областях пластины

При исследовании температурной зависимости, для усреднения полученных коэффициентов по пластине, измерение температурной зависимости повторялось для 4 областей на пластине путем отклонения лазерного пучка. Данные,

Таблица 3 — Результаты измерения температурных зависимостей для разных областей алмазной пластины

№ области на алмазе	$\alpha$	$\beta$
1	$-2.546(2) \cdot 10^{-3}$	$-5.02(1) \cdot 10^{-4}$
2	$-2.565(3) \cdot 10^{-3}$	$-5.02(3) \cdot 10^{-4}$
3	$-2.553(2) \cdot 10^{-3}$	$-5.11(2) \cdot 10^{-4}$
4	$-2.555(3) \cdot 10^{-3}$	$-4.97(2) \cdot 10^{-4}$
Среднее	$-2.555(7) \cdot 10^{-3}$	$-5.03(5) \cdot 10^{-4}$

полученные для коэффициентов  $\alpha$ ,  $\beta$ , измеренные в четырех областях пластины приведены в таблице 3. Приведенная здесь погрешность измерения взята из случайно ошибки линейной аппроксимации данных эксперимента.

### 2.4.3 Ошибка связанная с недиагональными членами Гамильтониана

Используя значения поправок второго порядка, полученных в приложении Б к частотам сверхтонких переходов и подставляя значение магнитного поля и других величин энергии, получаем поправку к определению величины квадрупольного расщепления и продольной компоненты тензора сверхтонкого взаимодействия, связанную с величиной поперечного магнитного поля  $B_x$  и величиной поперечной компоненты тензора сверхтонкого взаимодействия:

$$\begin{aligned}\delta Q^* &= -1.73 \cdot 10^{-10} A_{\perp}^2 - 0.0344 B_x^2 \\ \delta A_{\parallel}^* &= -1.74 \cdot 10^{-10} A_{\perp}^2 - 1.03 B_x^2\end{aligned}\tag{2.12}$$

В соответствии с моделью аппроксимации для ОДМР, в которую были включена модель сигнала ОДМР от всех ориентаций  $NV^-$  центра (рис. 2.10), величина компоненты поля, ортогональной к кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$  составляет  $B_x = 1.3$  Гс, ошибка температурных зависимостей  $\alpha' = \frac{dA_{\parallel}}{dT}$  и  $\beta' = \frac{dQ}{dT}$  вызванная температурной зависимостью поперечной компоненты тензора сверх-

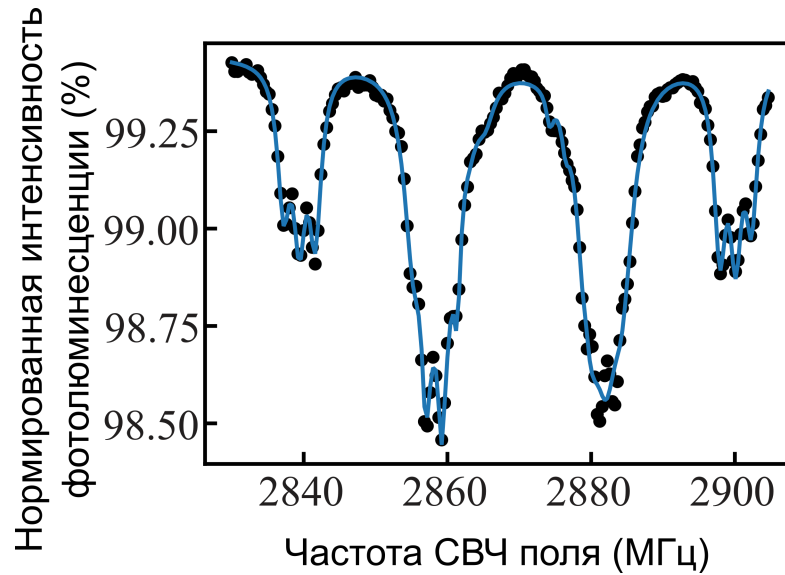


Рисунок 2.10 — Спектр ОДМР для оценки поперечной компоненты магнитного поля

тонкого расщепления  $\frac{dA_{\perp}}{dT}$ ,  $\frac{dB_x}{dT}$  есть:

$$\begin{aligned} \left| \delta_{\alpha'}^{(V)} \right| &\approx \left| 1.73 \cdot 10^{-10} \cdot 2A_{\perp} \frac{dA_{\perp}}{dT} \right| + \left| 0.034 \cdot 2 B_x \frac{dB_x}{dT} \right| \\ \left| \delta_{\beta'}^{(V)} \right| &\approx \left| 1.74 \cdot 10^{-10} \cdot 2A_{\perp} \frac{dA_{\perp}}{dT} \right| + \left| 1.03 \cdot 2 B_x \frac{dB_x}{dT} \right| \end{aligned} \quad (2.13)$$

В течение эксперимента изменение изменение продольного поля  $B_z$  было в пределах  $\Delta B_z = 5$  мкТл в пределах температурного диапазона  $\Delta T = 60$  К. Предполагая, что относительное изменение поперечного поля  $B_x$  и продольного поля  $B_z$  совпадают, получаем оценку на производную поперечного поля по температуре:

$$\left| \frac{dB_x}{dT} \right| \approx \frac{B_x \Delta B_z}{B_z \Delta T} = \frac{1.3 \cdot 0.05}{11 \cdot 60} = 10^{-4} \frac{\text{Гс}}{\text{К}} \quad (2.14)$$

В предположении, что  $\frac{dA_{\perp}}{dT}$  величина того же порядка, что и  $\frac{dA_{\parallel}}{dT} = -200 \frac{\text{Гц}}{\text{К}}$  и используя значение величины поперечной компоненты сверхтонкого взаимодействия  $A_{\perp} = -2.7$  МГц получаем оценку ошибки температурных коэффициентов:

$$\left| \delta_{\alpha}^{(V)} \right| \approx \left| \delta_{\beta}^{(V)} \right| \approx 0.2 \frac{\text{Гц}}{\text{К}} \quad (2.15)$$

#### 2.4.4 Ошибка, вызванная погрешностью температурной калибровки

Найдем ошибку производной  $\kappa = \frac{dD}{dT}$ , связанную со следующими ошибками:

- Ошибка датчика температуры  $\delta T_{sensor} = 0.5$  К для датчика DS18B20.
- Градиент температуры, вызванный нагревом излучения накачки  $\delta T_{offset}$ .
- Случайную ошибку модели аппроксимации  $\delta \kappa_{random}$ .

Относительная погрешность определения коэффициента  $\kappa = \frac{dD}{dT}$ , вызванная ошибкой датчика температуры:

$$\delta \kappa_{sensor} = |\kappa| \frac{\delta T_{sensor}}{T_{max} - T_{min}} = 77.7 \frac{0.5}{330 - 305} = 1.6 \frac{\text{kHz}}{\text{K}} \quad (2.16)$$

Для оценки температурного смещения, вызванного нагревом из-за излучением накачки, был записан сигнал ОДМР в зависимости от мощности лазера. Для мощности лазера 100мВт (используемой в основном эксперименте) было получено смещение  $\delta T_{offset} = 1.2^\circ$  по отношению к экстраполяции спектра ОДМР на случай нулевой мощности. Однако, так как в процессе калибровки мощность лазера не менялась, ошибка температуры получилась одинаковая для всех данных. Для учета данного фактора на величину  $\kappa$  оценим относительную погрешность величины по формуле:

$$\delta \kappa_{offset} = |\kappa| \frac{\delta T_{offset}}{T_{max} - T_{min}} = 77.7 \frac{1.2}{330 - 305} = 3.7 \frac{\text{кГц}}{\text{K}} \quad (2.17)$$

Величина  $\delta \kappa_{random} = 1.3 \frac{\text{кГц}}{\text{K}}$  получена из ковариационной матрицы ошибок модели аппроксимации.

Окончательная относительная погрешность определения  $\kappa$  составила:

$$\delta \kappa = \sqrt{\delta \kappa_{sensor}^2 + \delta \kappa_{offset}^2 + \delta \kappa_{random}^2} = 4.2 \frac{\text{кГц}}{\text{K}} \quad (2.18)$$

#### 2.4.5 Суммарная погрешность определения температурных коэффициентов

Используя формулы для температурных коэффициентов была произведена оценка суммарной погрешности:

$$\alpha' = \frac{dA_{||}}{dT} = \frac{dA_{||}}{dD} \frac{dD}{dT}$$

$$\beta' = \frac{dQ}{dT} = \frac{dQ}{dD} \frac{dD}{dT}$$

$$\varepsilon_{\alpha'} = \sqrt{\left(\frac{\delta_{\alpha'}^{(V)}}{\alpha'}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\alpha}^{(random)}}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\kappa}}{\kappa}\right)^2}$$

$$\varepsilon_{\beta'} = \sqrt{\left(\frac{\delta_{\beta'}^{(V)}}{\beta'}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\beta}^{(random)}}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\kappa}}{\kappa}\right)^2}$$

Окончательная относительная погрешность составила  $\varepsilon_{\alpha'} = 5.5\%$ ,  $\varepsilon_{\beta'} = 5.6\%$ . Окончательные значения для температурной зависимости сверхтонких компонент:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{\parallel}}{dT} &= 200 (10) \frac{\Gamma_{\Pi}}{\text{К}} \\ \frac{dQ}{dT} &= 39 (2) \frac{\Gamma_{\Pi}}{\text{К}} \end{aligned} \quad (2.19)$$

## 2.5 Влияние температурного дрейфа сверхтонкой структуры на измерение скорости вращения

Для того чтобы из всех сверхтонких подуровней выбрать пару, с использованием которой будет производиться измерение скорости вращения, дополним таблицу 2 колонкой со значением температурного дрейфа частоты перехода. Сдвиг уровней энергии из-за вращения имеет такой же характер, как и эффект Зеемана. Для того, чтобы правильно учесть знак, с которым температурный дрейф сложится с сигналом вращения, приведем частоты к такому виду, чтобы эффект Зеемана входил со знаком ”+”:

Температурная компонента присутствует в каждой из частот переходов. Как видно, наиболее слабой температурной зависимостью обладают переходы на электронном магнитном подуровне  $m_S = 0$ , так как отсутствует вклад сверхтонкой компоненты  $A_{\parallel}$ . Если даже использовать подуровень  $m_S = 0$ , ошибка температуры в 1 мК приведет к ошибке измерения вращения  $39 \text{ мГц} = 14^{\circ} \cdot \text{с}^{-1}$ . Гироскопом с такой ошибкой пользоваться нецелесообразно

Необходимо отметить, что в таблице 4 присутствуют пары частот, для которых величина дрейфа имеет противоположный знак. Если производить измерение

Таблица 4 — Сдвиг частот сверхтонких переходов, вызванный температурой

Обозначение	$m_S$	Переход	Частота перехода	Дрейф, Гц · К <sup>-1</sup>
$f_{e+1}^{n+}$	+1	$ 0_I\rangle \leftrightarrow   + 1_I\rangle$	$-(Q + A_{\parallel}) + \gamma_n B_z$	-240
$-f_{e+1}^{n-}$	+1	$ 0_I\rangle \leftrightarrow   - 1_I\rangle$	$(Q - A_{\parallel}) + \gamma_n B_z$	-160
$f_{e-1}^{n+}$	-1	$ 0_I\rangle \leftrightarrow   + 1_I\rangle$	$-(Q - A_{\parallel}) + \gamma_n B_z$	160
$-f_{e-1}^{n-}$	-1	$ 0_I\rangle \leftrightarrow   - 1_I\rangle$	$(Q + A_{\parallel}) + \gamma_n B_z$	240
$f_{e0}^{n+}$	0	$ 0_I\rangle \leftrightarrow   + 1_I\rangle$	$-Q + \gamma_n B_z$	39
$-f_{e0}^{n-}$	0	$ 0_I\rangle \leftrightarrow   - 1_I\rangle$	$Q + \gamma_n B_z$	-39

двух частот переходов, то можно исключить влияние изменения  $Q, A_{\parallel}$  используя следующие разности частот:

$$f_{e+1}^{n+} - f_{e-1}^{n-} = f_{e-1}^{n+} - f_{e+1}^{n-} = f_{e0}^{n+} - f_{e0}^{n-} = 2\gamma_n B_z$$

Таким образом, для исключения влияния температуры на сигнал вращения, необходимо измерить две частоты сверхтонких переходов, входящие в формулу 2.5.

## 2.6 Результаты Главы 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  $40 \pm 2$  Гц/К. Температурный коэффициент продольной компоненты тензора сверхтонкого взаимодействия составил  $198 \pm 11$  Гц/К.

### Глава 3. Измерение скорости вращения лабораторной системы координат с помощью ансамбля ядерных спинов азота в $NV^-$ центре

В работах [59—61] предлагалось использовать ядерный спин  $NV^-$  центра в качестве чувствительного элемента ядерного гироскопа. Предсказанная чувствительность составляла  $\approx 0,01^\circ \cdot \text{ч}^{-1}$ . В настоящей главе речь пойдет об эксперименте, в котором была продемонстрирована возможность измерения скорости вращения с помощью ансамбля ядерных спинов  $NV^-$  центров. Здесь и далее рассматривается ансамбль  $NV^-$  центров, помещенный в магнитное поле с индукцией 1,2 мТл, направленного вдоль ориентации  $\langle 111 \rangle$   $NV^-$  центра. Данное поле достаточно, для того, чтобы выделить электронные магнитные переходы группы  $NV^-$  центров с ориентацией  $\langle 111 \rangle$ , от оставшихся трех групп  $NV^-$  центров.

#### 3.1 Измерение расщепления между сверхтонкими подуровнями $m_I = \pm 1$ электронного подуровня $m_S = 0$

Как было показано в п. 2.5, для исключения влияния температурного дрейфа постоянных сверхтонкого взаимодействия, необходимо производить измерение двух частот сверхтонких переходов. Аналогичный подход используется в магнитометрии с использованием электронных магнитных переходов. Можно производить поочередные измерения частоты каждого из переходов, например методом ОДЯМР, применяемого в главе 2, затем используя данные смежных экспериментов вычислять необходимую разность частот для вычисления скорости вращения. Предлагаемый метод используется для вычисления Зеемановского расщепления электронных магнитных подуровней и вычисления магнитного поля из полученных данных. Недостаток данного метода состоит в необходимости проведения нескольких измерений для вычисления скорости вращения.

В работах [62—64] используется подход, в котором частоту расщепления между магнитными подуровнями  $m_S = \pm 1$  можно определить за одно измерение. Для того, чтобы применить данный подход к измерению разности частот сверхтонких переходов, необходимо, чтобы переходы были в пределах электронном магнитного подуровня. Под данный критерий из предложенных в п. 2.5 пар сверх-



тонких переходов подходит только пара на подуровне  $m_S = 0$ . Основой данного протокола является использование суперпозиционного состояния, включающего только состояния с проекцией  $m_I = \pm 1$ .

Рассмотрим, как будет меняться состояние  $NV^-$  центра, если в начальный момент времени  $NV^-$  центр находится в суперпозиционном состоянии  $\frac{|+1_I\rangle + |-1_I\rangle}{\sqrt{2}}$ . Обозначим величину расщепления между подуровнями  $m_I = \pm 1$ , вызванную магнитным полем  $B_z$  как  $\Delta_{\pm 1}$ :

$$\Delta_{\pm 1} = 2\gamma_n B_z / 2\pi \quad (3.1)$$

Гамильтониан в базисе собственных волновых функций оператора проекции ядерного спина на ось  $z$  для подуровня  $m_S = 0$  выглядит как:

$$\mathcal{H}/h = Q\hat{I}_z^2 - \Delta_{\pm 1}/2\hat{I}_z \quad (3.2)$$

Гамильтониан имеет диагональный вид, решение уравнение Шрёдингера имеет тривиальный вид:

$$\Psi(t) = c_0(0)|0_I\rangle + c_{-1}(0)e^{-2i\pi(Q+\Delta_{\pm 1}/2)t}|-1_I\rangle + c_{+1}(0)e^{-2i\pi(Q-\Delta_{\pm 1}/2)t}|+1_I\rangle \quad (3.3)$$

Где  $c_0, c_{-1}, c_{+1}$  - комплексные амплитуды при собственных волновых функциях. Для упрощения, умножим решение на  $e^{-2\pi i Q t}$ . Если состояние в начальный момент равно  $\frac{|+1_I\rangle + |-1_I\rangle}{\sqrt{2}}$ , то подставив амплитуды  $c_0(0) = 0, c_{-1}(0) = c_{+1}(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}$  в уравнение (3.3) получаем решение в виде:

$$\Psi(t) = \frac{e^{-i\pi\Delta_{\pm 1}t}|-1_I\rangle + e^{i\pi\Delta_{\pm 1}t}|+1_I\rangle}{\sqrt{2}} \quad (3.4)$$

Раскрыв экспоненты по формуле Эйлера, получаем решение в виде:

$$\Psi(t) = \frac{\cos(\pi\Delta_{\pm 1}t)(|-1_I\rangle + |+1_I\rangle) + i\sin(\pi\Delta_{\pm 1}t)(|+1_I\rangle - |-1_I\rangle)}{\sqrt{2}} \quad (3.5)$$

Введем базис светлого (B) и темного (D) состояния:

$$\begin{aligned} |B\rangle &= \frac{|+1_I\rangle + |-1_I\rangle}{\sqrt{2}} \\ |D\rangle &= \frac{|+1_I\rangle - |-1_I\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

В таком базисе решение примет вид:

$$\Psi(t) = \cos(\pi\Delta_{\pm 1}t)|B\rangle + \sin(\pi\Delta_{\pm 1}t)|D\rangle \quad (3.7)$$

А населенности темного и светлого состояний будут осциллировать с частотой  $\Delta_{\pm 1}$ :

$$\begin{aligned}\rho_B &= \cos^2(\pi\Delta_{\pm 1}t) = \frac{1 + \cos(2\pi\Delta_{\pm 1}t)}{2} \\ \rho_D &= \sin^2(\pi\Delta_{\pm 1}t) = \frac{1 - \cos(2\pi\Delta_{\pm 1}t)}{2}\end{aligned}\quad (3.8)$$

Таким образом можно определить величину  $\Delta_{\pm 1}$  по частоте осцилляций населенности между состоянием  $|B\rangle$  и  $|D\rangle$ .

Перевести ядерный спин в состояние  $|B\rangle$  возможно используя бихроматическое поле, одновременно возбуждающее оба сверхтонких перехода в течение времени  $\pi$ -импульса. Однако при коротком времени  $\pi$ -импульса по сравнению с  $1/\Delta_{\pm 1}$  можно показать, что НЧ поле на частоте полусуммы частот сверхтонких переходов, то есть на частоте равной  $Q$ , будет эквивалентно бихроматическому полю. При этом такой  $\pi$ -импульс в базисе светлого-темного состояния не возбуждает переход между состояниями  $|0_I\rangle$  и  $|D\rangle$ . Таким образом его можно использовать для переноса населенности с  $|B\rangle$  на  $|0_I\rangle$ , населенность которого возможно измерить способом, описанным в 1.3.3.

Тут также следует отметить, что возбуждение переходов  $|0_I\rangle \leftrightarrow |\pm 1_I\rangle$  требуют разного направления циркулярной поляризации НЧ поля. НЧ поле, создаваемое резонатором из п. 1.5, линейно поляризованное и содержит обе компоненты циркулярной поляризации. Таким образом, используя существующую экспериментальную установку возможно осуществлять переход между состояниями  $|0_I\rangle$  и  $|B\rangle$  на электронном магнитном подуровне  $m_S = 0$

Протокол для наблюдения осцилляций населенности между  $|B\rangle$  и  $|D\rangle$  представлен на рис. 3.1. Измерение начинается с подготовки состояния  $||m_S = 0, m_I = 0\rangle$  (п. 1.3.2).  $\pi$ -импульс НЧ поля приводит сверхтонкие подуровни в состояние  $|B\rangle$ . В течение времени  $\tau$  состояние  $NV^-$  центра осциллирует между  $|B\rangle$  и  $|D\rangle$  на частоте  $\Delta_{\pm 1}$ . Вторым  $\pi$ -импульсом НЧ поля переводит населенность с состояния  $|B\rangle$  на состояние  $|0_I\rangle$ . Измеряя по интенсивности флуоресценции населенность на сверхтонком подуровне  $m_I = 0$  (п. 1.3.3) получаем значение населенности состояния  $|B\rangle$ .

При сканировании времени  $\tau$  получается сигнал биений на частоте  $\Delta_{\pm 1}$ , рис. 3.2. График биений аппроксимируется модельной функцией:

$$I(\tau) = I_0 + R * e^{-\frac{\tau}{T_2^*}} * \cos(2\pi\Delta_{\pm 1}t + \varphi_0) + R_1 * e^{-\frac{\tau}{T_1}} \quad (3.9)$$

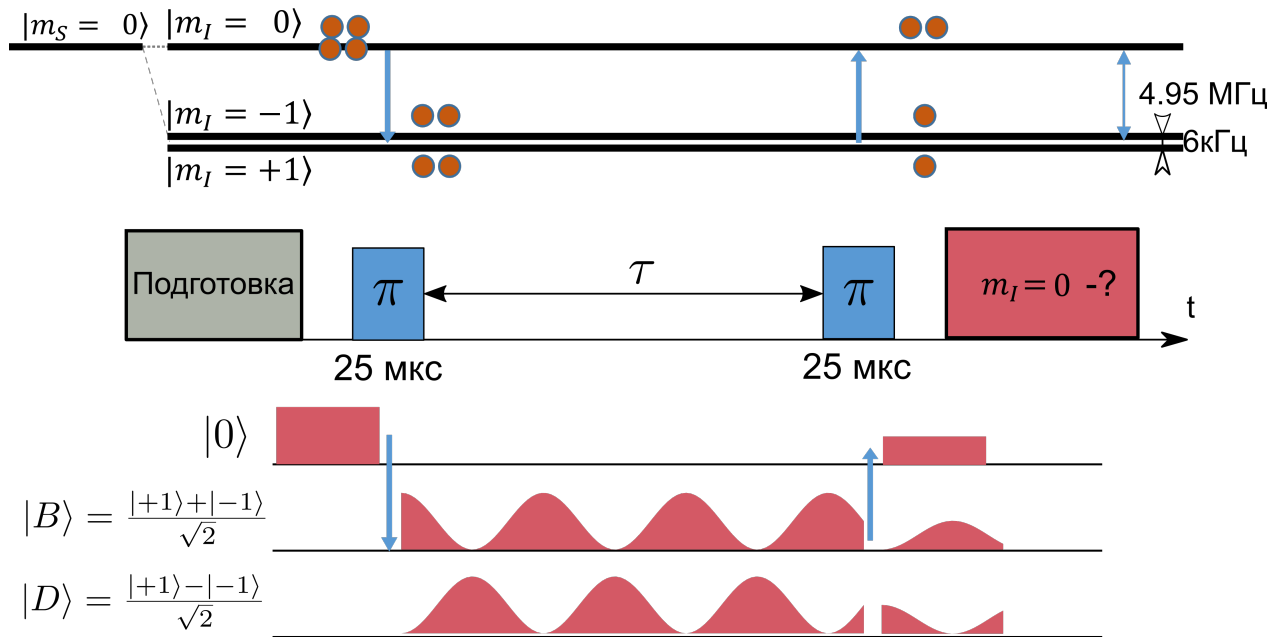


Рисунок 3.1 — Протокол измерения расщепления между сверхтонкими подуровнями  $m_I = \pm 1$  электронного магнитного подуровня  $m_S = 0$ . Структура сверхтонких подуровней подуровня  $m_S = 0$  изображена в верхней части рисунка. По середине рисунка отражена последовательность приложенных НЧ  $\pi$ -импульсов на частоте квадрупольного расщепления 4,95 МГц. В нижней части представлена временная зависимость населенности подуровней в базисе светлого-темного состояний.

Где  $I_0, R, T_2^*, \varphi_0, R_1, T_1, \Delta_{\pm 1}$  - параметры модельной функции. Для вычисления частоты биений предложено измерять сигнал биений в при двух временах  $\tau_+, \tau_-$ , с максимальной положительной и отрицательной производной вблизи времени  $T_2^*$  (рис. 3.2).

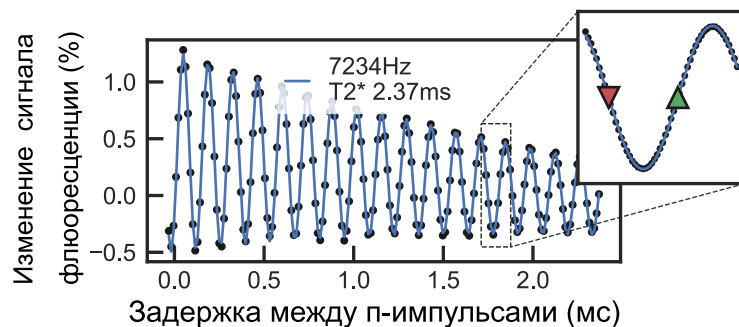


Рисунок 3.2 — Сигнал биений на частоте запрещенного перехода между сверхтонкими подуровнями  $m_I = +1$   $m_I = -1$  электронного магнитного подуровня  $m_S = 0$ . Вложенный график показывает выбор двух точек по времени для измерения частоты биения по двум измерениям.

### 3.1.1 Вычисление частоты расщепления по двум точкам на графике биений

Воспользуемся тем фактом, что частота биений (7,2 кГц) больше, чем обратное время затухания амплитуды биений ( $1/T_2^* = 0,42$  кГц). Тогда в окрестности временных точек  $\tau_+$ ,  $\tau_-$  можно воспользоваться приближением для получаемого сигнала флюоресценции.

$$S_R(2\pi\Delta_{\pm 1}, \tau) = a \cos(2\pi\Delta_{\pm 1}\tau + \varphi_0) + b \quad (3.10)$$

В точках  $\tau_+$ ,  $\tau_-$  аргумент косинуса принимает вид:

$$\begin{aligned} 2\pi\Delta_{\pm 1}\tau_- + \varphi_0 &= (2N + \frac{1}{2})\pi \\ 2\pi\Delta_{\pm 1}\tau_+ + \varphi_0 &= (2N + \frac{3}{2})\pi \end{aligned} \quad (3.11)$$

Если величина расщепления отклонилась от величины  $\Delta_{\pm 1}$  на  $\delta_{\pm 1}$ , то интенсивность флюоресценции примет вид:

$$\begin{aligned} S_R(\Delta_{\pm 1} + \delta_{\pm 1}, \tau_-) &= \\ a \cos(2\pi(\Delta_{\pm 1} + \delta_{\pm 1})\tau_- + \varphi_0) + b &= -a \sin(2\pi\delta_{\pm 1}\tau_-) + b \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} S_R(\Delta_{\pm 1} + \delta_{\pm 1}, \tau_+) &= \\ a \cos(2\pi(\Delta_{\pm 1} + \delta_{\pm 1})\tau_+ + \varphi_0) + b &= +a \sin(2\pi\delta_{\pm 1}\tau_+) + b \end{aligned} \quad (3.13)$$

Вычитая выражения друг из друга и используя приближение  $\sin(x) \approx x$  при малом  $x$ , получаем:

$$S_R(\Delta_{\pm 1} + \delta_{\pm 1}, \tau_+) - S_R(\Delta_{\pm 1} + \delta_{\pm 1}, \tau_-) \approx a2\pi\delta_{\pm 1}(\tau_+\tau_-) \quad (3.14)$$

В выражении (3.1.1) отсутствует постоянная составляющая, значит дрейф смещения постоянной компоненты в сигнале интенсивности флюоресценции исключен в первом порядке (согласно использованному приближению).

### 3.1.2 Определение скорости вращения из расщепления между сверхтонкими подуровнями

В п.1.1.3 было описано, что поведение магнитного момента во вращающейся со скоростью  $\vec{\Omega}_R$  можно описать фиктивным магнитным полем  $\vec{B} = \frac{\vec{\Omega}_R}{\gamma_n}$ . Тогда подставив величину индукции магнитного поля, включающую фиктивное магнитное поле в выражение (3.1) получим величину расщепления между сверхтонкими подуровнями:

$$\Delta_{\pm 1} = \frac{2\gamma_n}{2\pi} \left( B_z + \frac{\Omega_{Rz}}{\gamma_n} \right) \quad (3.15)$$

В силу того, что эффект Зеемана линеен вдоль оси симметрии и квадратичен поперек оси, как описано в п. 1.2.3, вращение с угловой скоростью ортогональной оси симметрии NV<sup>-</sup> центра будет приводить к квадратичному сдвигу уровней. Величину сдвига можно определить из теории возмущения второго порядка, примерное значение поправки будет равно  $\approx \frac{\Omega_R x^2}{Q}$ . Учитывая, что  $Q = 5$  МГц, вращение с характерной предельной скоростью МЭМС датчиков ( $\propto 1$  Гц), приведет к ослабленному на 7 порядков нежелательному сигналу. Пренебрегая квадратичной поправкой в формуле (3.15) оставлена только линейная компонента, пропорциональная проекции угловой скорости на ось симметрии. Положительное направление оси чувствительности определяется направлением проекции индукции магнитного поля на ось симметрии дефекта.

Из выражения (3.15) получаем формулу для расчета угловой скорости поворота алмаза:

$$\Omega_{Rz} = \frac{1}{2}(2\pi\Delta_{\pm 1} - \gamma_n B_z) \quad (3.16)$$

Как видно из формулы (3.1.2) для измерения проекции угловой скорости необходимо знать величину проекции индукции магнитного поля на ось симметрии дефекта. Далее сигнал биений

### 3.1.3 Удвоение полезного сигнала инверсией населенности ядерных подуровней

Для того, чтобы увеличить отношение сигнал-шум при измерении, можно воспользоваться тем фактом, что оптическая накачка медленно разрушает состояние сверхтонких подуровней. Т.е. измерение населенности ядерных подуровней может быть осуществлено повторно.

Для того, чтобы исключить постоянную составляющую из сигнала биений перед проведением повторного измерения фазу сигнала в биениях можно изменить на противоположную. Для того чтобы изменить фазу сигнала биений перед проведением повторного измерения прикладывается инвертирующий  $\pi$ -импульс на частоте  $Q$ , меняющий населенности ядерных подуровней  $m_I = 0$  и  $m_I = \pm 1$ . В результате при делении сигнала, полученного на первой итерации измерения населенностей на сигнал, полученный после обмена населенностями амплитуда полезного сигнала почти удвоилась, как показано на рис. 3.3. Деление использовалось

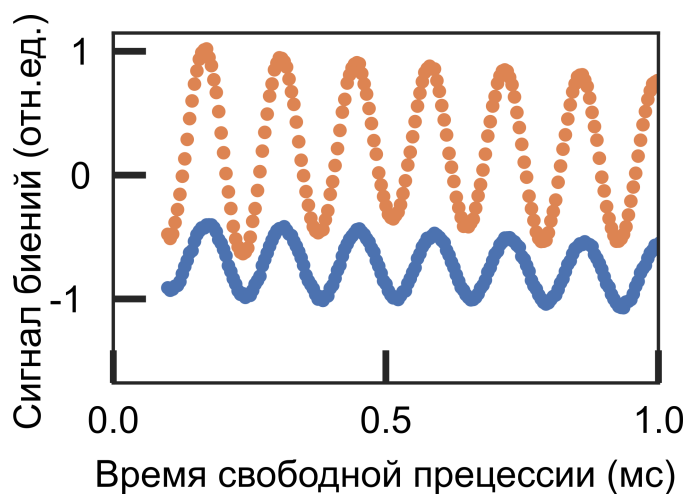


Рисунок 3.3 — Представлены сигналы биений без приложения инвертирующего импульса (синие точки) и с приложением инвертирующего импульса (оранжевые точки).

## 3.2 Компенсация флуктуаций магнитного поля

### 3.2.1 Магнитометр на базе $NV^-$ центров

Для измерения индукции магнитного поля был выбран протокол опроса электронных магнитных переходов  $|0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |\pm 1_S, 0_I\rangle$ , использующий тот же ансамбль  $NV^-$  центров, что используется для опроса сверхтонких переходов. Регистрация частоты перехода происходит путем модуляции частоты сигнала СВЧ при детектировании соответствующих резонансов методом ОДМР. С учетом технических возможностей установки, был выбран метод ОДМР с постоянно включенным СВЧ полем и излучением накачки. Для каждого из резонансных контуров сигнал ОДМР снимается на каждом из его склонов. По разности интенсивности флюоресценции на двух склонах можно судить о положении резонансного пика по отношению к заданной частоте.

Амплитуда СВЧ сигнала была ослаблена в 10 раз по отношению к используемой в последовательности подготовки состояния сверхтонких подуровней. Ослабление производилось с помощью переключаемых аттенюаторов, подключенных ко входу генераторов, управляемых от устройства управления «SignalController». Опрос сигнала ОДМР производился цифровой модуляцией частоты СВЧ поля. Частота модуляции СВЧ частоты выбрана 2 кГц для перехода  $|0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |-1_S, 0_I\rangle$  и 4 кГц для перехода  $|0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |+1_S, 0_I\rangle$ . Размах модуляции был выбран таким образом, чтобы чувствительность к смещению резонанса была наилучшей, а именно 1 МГц. Модуляция осуществлялась дискретным изменением (1 раз в 125 мкс) значения сигналов на выходах цифро-аналоговых преобразователей (ЦАП), подключенных к входам модуляции частоты. Характеристическая зависимость «сигнал ЦАП»—«отстройка частоты генератора» была предварительно откалибрована с использованием спектроанализатора, подключенного к выходу генератора.

Сигнал ОДМР оцифровывался и накапливался в течение стробирующих импульсов длительностью 105 мкс, спустя 20 мкс после обновления величины отстройки частоты на выходе ЦАП. Демодуляция сигнала положения резонансов осуществляется по окончанию эксперимента путем цифровой демодуляции.

Демодулированный сигнал нормируется на среднее значение интенсивности флюоресценции.

### 3.2.2 Калибровка магнитометра

Для того, чтобы откалибровать магнитометр была произведена симуляция изменения магнитного поля, а именно перестройка средних частот СВЧ поля при опросе положения резонансов. Частоты электронных магнитных резонансов  $f_{e-}, f_{e+}$  были предварительно определены по спектру ОДМР и составили 2835,8 МГц и 2902,2 МГц соответственно.

Средние частоты СВЧ поля обозначим как  $f_{e\pm}^{\text{СВЧ}}$ . Полученный сигнал при сканировании средней частоты СВЧ для обоих электронных магнитных переходов можно увидеть на рис. 3.4. Назовем сигналы положения резонансов  $|0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow |\pm 1_S, 0_I\rangle$  как  $M_{\pm}$  соответственно. Отстройки средних частот поля от частот соответствующих резонансов обозначим как:

$$\Delta f_{e\pm} = f_{e\pm}^{\text{СВЧ}} - f_{e\pm}^{\text{СВЧ}} \quad (3.17)$$

Из линейной аппроксимации сигналов, полученных на рис. 3.4 получены производные:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_-}{\partial(\Delta f_{e-}^{\text{СВЧ}})} &= (1,9 \pm 0,1) \text{ МГц}/\% \\ \frac{\partial M_+}{\partial(\Delta f_{e+}^{\text{СВЧ}})} &= (1,15 \pm 0,03) \text{ МГц}/\% \end{aligned} \quad (3.18)$$

Используя полученные производные и имея значения сигналов  $M_{\pm}$  при нулевой отстройке получаем выражения для определения смещения частот резонансов от средних частот соответствующих СВЧ полей.

$$\begin{aligned} \delta f_{e-}(M) &= - \left( \frac{\partial M_-}{\partial \Delta f_{e-}^{\text{СВЧ}}} \right)^{-1} (M - M_-^{(0)}) \\ \delta f_{e+}(M) &= - \left( \frac{\partial M_+}{\partial \Delta f_{e+}^{\text{СВЧ}}} \right)^{-1} (M - M_+^{(0)}) \end{aligned} \quad (3.19)$$



Проекция магнитного поля на ось симметрии дефекта вычисляется по формуле:

$$B_z = \frac{f_{e+} - f_{e-}}{2\gamma_e} \quad (3.20)$$

Для изменения магнитного поля от заданной величины  $B_z^{(0)}$  получаем:

$$\delta B_z = B_z - B_z^{(0)} = \frac{\delta f_{e+} - \delta f_{e-}}{2\gamma_e} \quad (3.21)$$

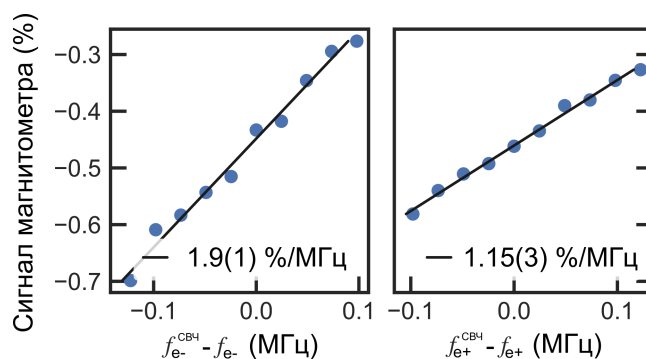


Рисунок 3.4 — Калибровка показания магнитометра.

Необходимо отметить, что в измеренное магнитное поле также войдет и величина фиктивного магнитного поля. Однако в силу того, что гиромагнитные отношения электрона и ядерного спина азота отличаются на 4 порядка, то если не учитывать влияние вращения на электронный спин, относительная ошибка измерения, связанная с данным допущением не превысит  $10^{-4}$ .

Для оценки чувствительности магнитометра, установка была запущена в режиме измерения положения электронных магнитных резонансов. Используя выражение (3.21) была получена временная зависимость флуктуаций магнитного поля. При помощи преобразования Фурье получена амплитудная спектральная плотность шумов, показанная на рис. 3.5. На спектре видны гармоники сетевого питания (50 Гц, 100 Гц и т.д.). Оценивая порог чувствительности по уровню белого шума, получаем, что чувствительность магнитометра находится на уровне  $10 \text{ нТл} \cdot \text{Гц}^{-0,5}$ .

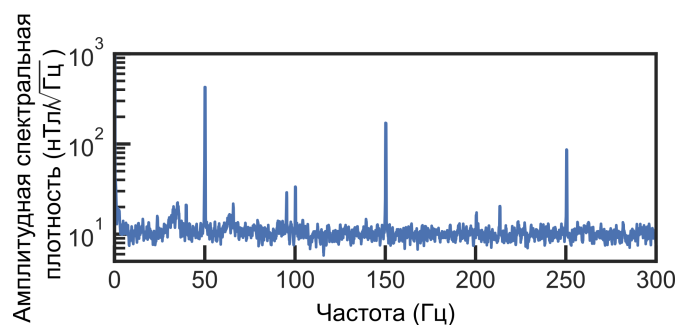


Рисунок 3.5 — Амплитудная спектральная плотность шумов магнитометра на базе  $NV^-$  центров.

### 3.3 Установка для измерения скорости вращения

Собрав все отдельные элементы для возбуждения магнитных переходов, систему оптической накачки и систему сбора излучения была собрана установка, структурная схема которой показана на рис. 3.6

Установка управляется при помощи устройства «SignalController», созданного в нашей лаборатории.

Цифро-аналоговые преобразователи подключены к генераторам (SRS SG384, R&S SMA100A), являющимся источниками СВЧ, ко входам частотной модуляции для того, чтобы изменять частоту СВЧ. В связи с необходимостью перестройки диапазона СВЧ сигнала на 70 МГц для возбуждения электронных магнитных переходов в поле 1 мТл и невозможностью реализации данной перестройки силами одного генератора было реализовано переключение СВЧ сигнала с помощью СВЧ ключей (Minicircuits ZASWA-2-50DR+). Ввиду необходимости переключения мощности СВЧ также при помощи ключей была реализована схема двухступенчатой аттенюации сигнала на выходе. В качестве аттенюатора использовался собранный на необходимый номинал аттенюатор из аттенюаторов Minicircuits.

НЧ сигнал формируется двумя генераторами (SRS DS345), формирование импульсов и переключение генераторов осуществляется при помощи высокочастотных ключей (Minicircuits ZASWA-2-50DR+).

Регистрация интенсивности излучения флюоресценции и накачки происходит при помощи АЦП (AD7626).

«SignalController» подключен по USB к персональному компьютеру (ПК). ПК по WiFi соединяется с компьютером оператора эксперимента для управления

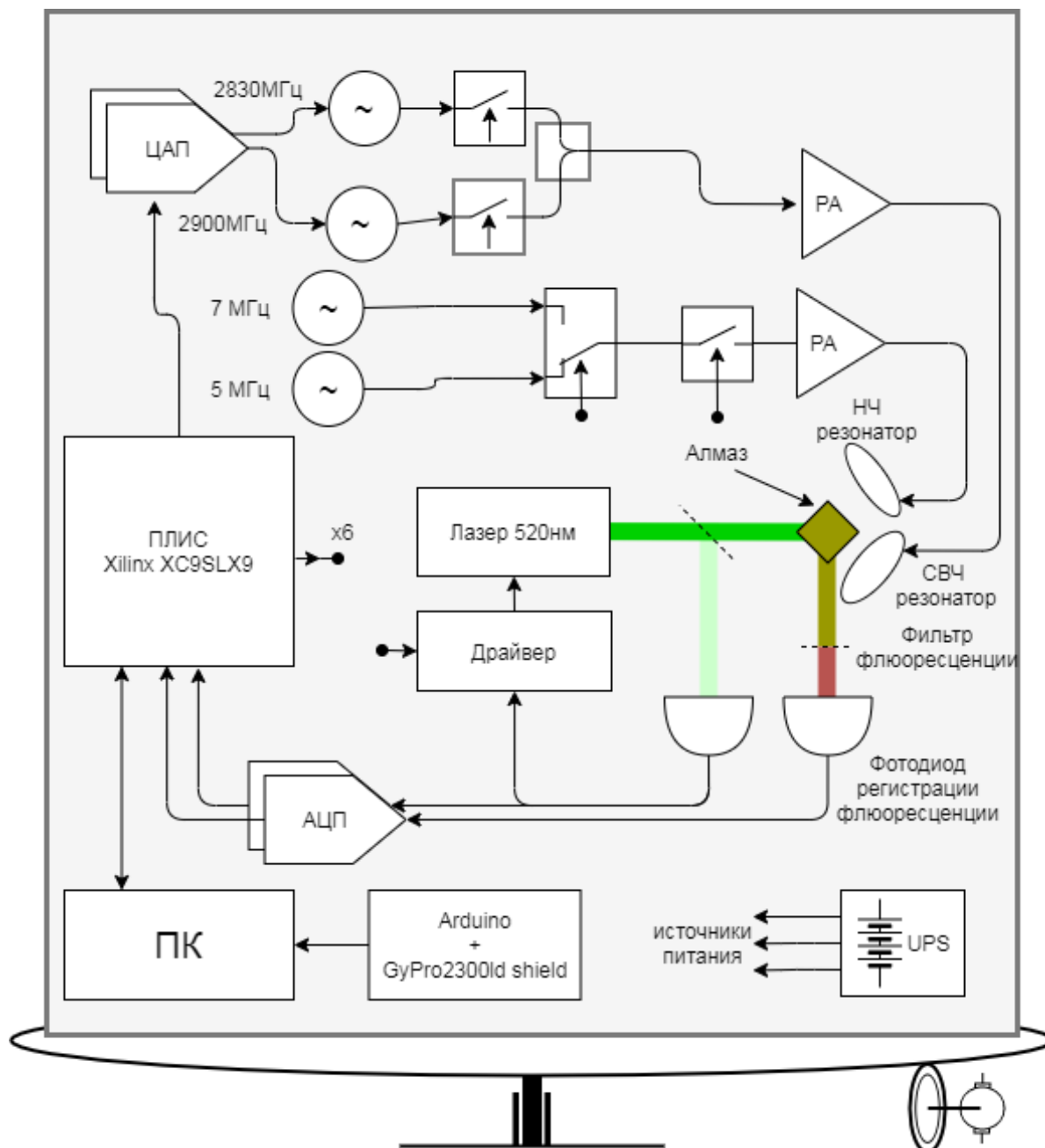


Рисунок 3.6 — Схема установки для измерения скорости вращения с помощью ансамбля ядерных спинов  $NV^-$  центров

экспериментом и сохранения данных. Установка целиком размещена в стойке из алюминиевого профиля на вращающейся платформе для панорамной съемки предметов. Установка сделана таким образом, что ось NV центра совпадает с осью поворота платформы. На платформе установлен одноосевой микроэлектромеханический гироскоп GYPRO2300, с помощью которого регистрируется истинная скорость вращения платформы. Направление оси чувствительности гироскопа совпадает с осью поворота платформы. Управление скоростью платформы производится при помощи аналогового внешнего пульта. Питание установки

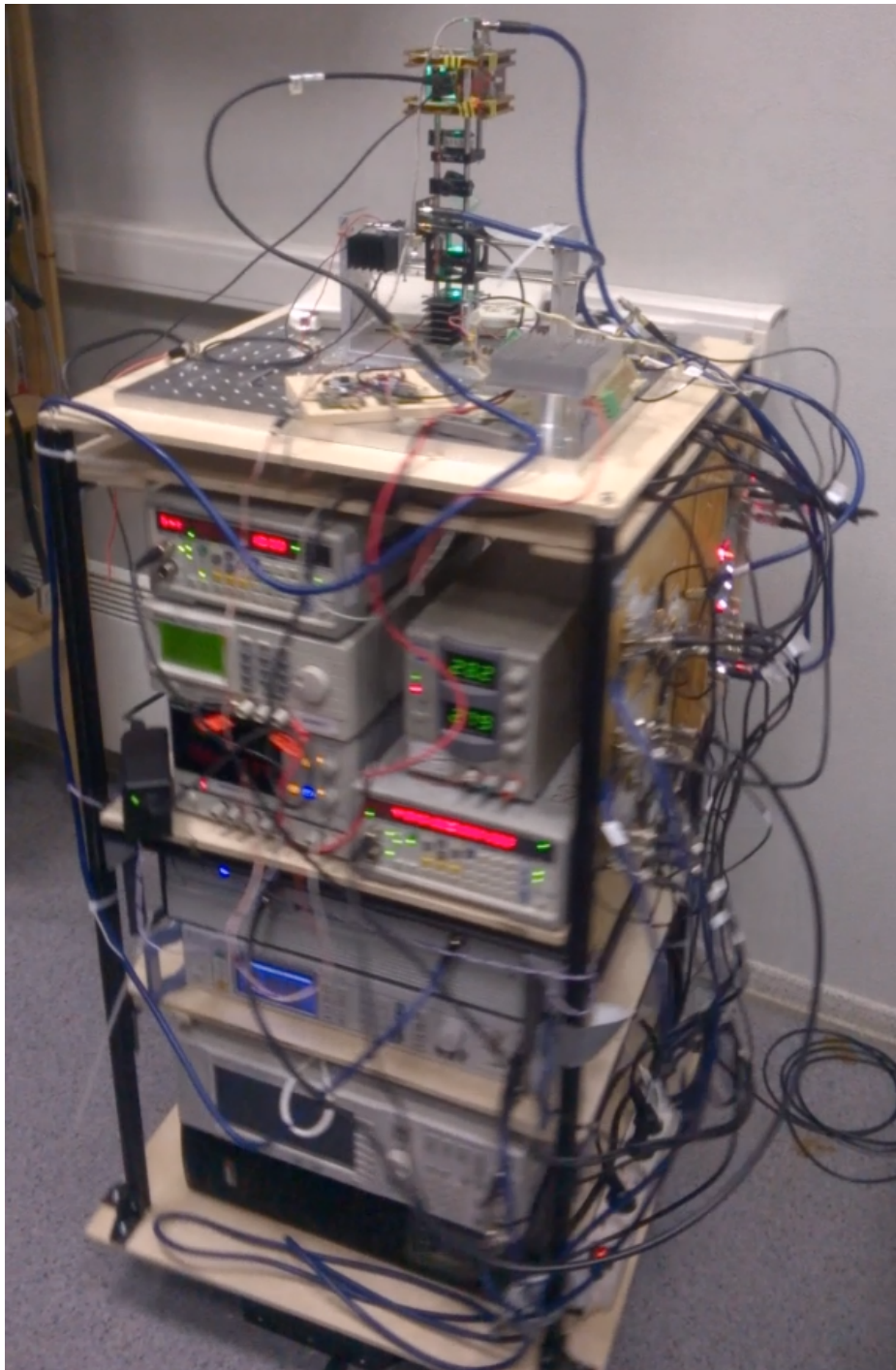


Рисунок 3.7 — Фотография установки для измерения скорости вращения с помощью ансамбля ядерных спинов  $NV^-$  центров

осуществлялось от источника бесперебойного питания (UPS), обеспечивающего автономное время работы установки около 15 минут.

Постоянное магнитное поле создается квадратными катушками Гельмгольца со стороной 7 см. Источник тока катушек управляется с одного из каналов ЦАП, позволяя регулировать индукцию магнитного поля в области, где располагается алмазная пластина в диапазоне 0–14 мТл.

### 3.4 Эксперимент по измерению скорости вращения

#### 3.4.1 Протокол для измерения скорости вращения

Для измерения скорости вращения необходимо во-первых обеспечить измерение расщепления между сверхтонкими подуровнями  $\Delta_{\pm 1}$  (п. 3.1), во-вторых обеспечить измерение магнитного поля (п. 3.2), в третьих обеспечить контролируемое вращение установки 1.6. Объединив протокол измерения магнитного поля и измерения частоты биений  $\Delta_{\pm 1}$  был разработан протокол (рис. 3.8), в котором магнитное поле и частота биений измеряется попеременно.

После запуска алгоритма измерения вращения на установке, платформа с установкой приводилась во вращение в 3 скоростных режимах в обоих направлениях попеременно в течение около минуты на каждой скорости. Платформа управлялась в ручном режиме с пульта управления. В результате обработки полученных данных интенсивности флюоресценции, была получена зависимость отклонения магнитно  $\delta B_z$  и частоты биений  $\delta \Delta_{\pm 1}$ го поля. Полученные данные представлены на рис. 3.9а.

Пользуясь выражением (3.1.2), был получена величина угловой скорости вращения. Полученные данные скорости вращения отражены на рис. 3.9б.

Используя усреднение полученных данных на временных интервалах, где скорость вращения оставалась стабильной, были получены данные для сравнения скорости вращения, полученной с помощью  $NV^-$  центров и с помощью эталонного гироскопа. Ошибка измерения  $NV^-$  гироскопа взята из минимального значения девиации Алана (рис. 3.10) для данных угловой скорости на интервале усреднения. Полученные данные приведены в таблице 5.

Для расчета стабильности измерения сдвига частоты воспользуемся значением средней ошибки измерения из таблицы 5 - 11 град/с или  $3 \cdot 10^{-2}$ ) Гц. Сдвиг частоты был измерен по отношению к частоте запрещенного перехода  $|0_S, +1_I\rangle \leftrightarrow |0_S, -1_I\rangle$ , равной 7234 Гц. Стабильность измерения сдвига частоты перехода, равная отношению средней ошибки к частоте выбранного перехода, составила  $4 \cdot 10^{-6}$ .

Из полученных данных о скорости вращения была построена зависимость скорости вращения, измеренной с помощью  $NV^-$ , от истинной скорости вра-

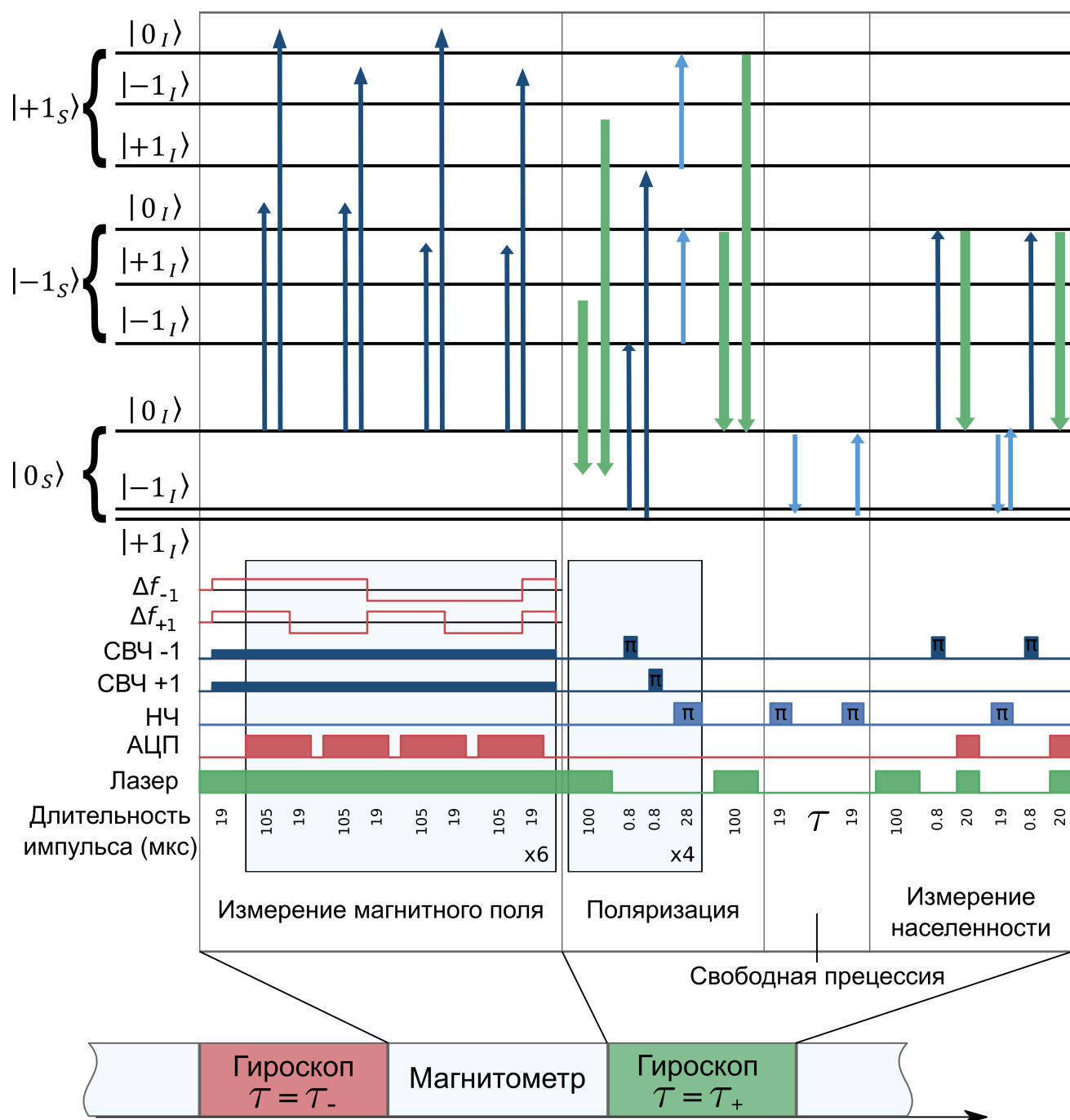


Рисунок 3.8 — Алгоритм измерения угловой скорости вращения. «СВЧ+» — поле, возбуждающее электронные магнитные переходы  $|0_S\rangle \leftrightarrow |+1_S\rangle$ . «СВЧ-» — поле, возбуждающее электронные магнитные переходы  $|0_S\rangle \leftrightarrow |-1_S\rangle$ . «НЧ» — поле, возбуждающее сверхтонкие переходы. «АЦП» — стробирование регистрации флуоресценции.

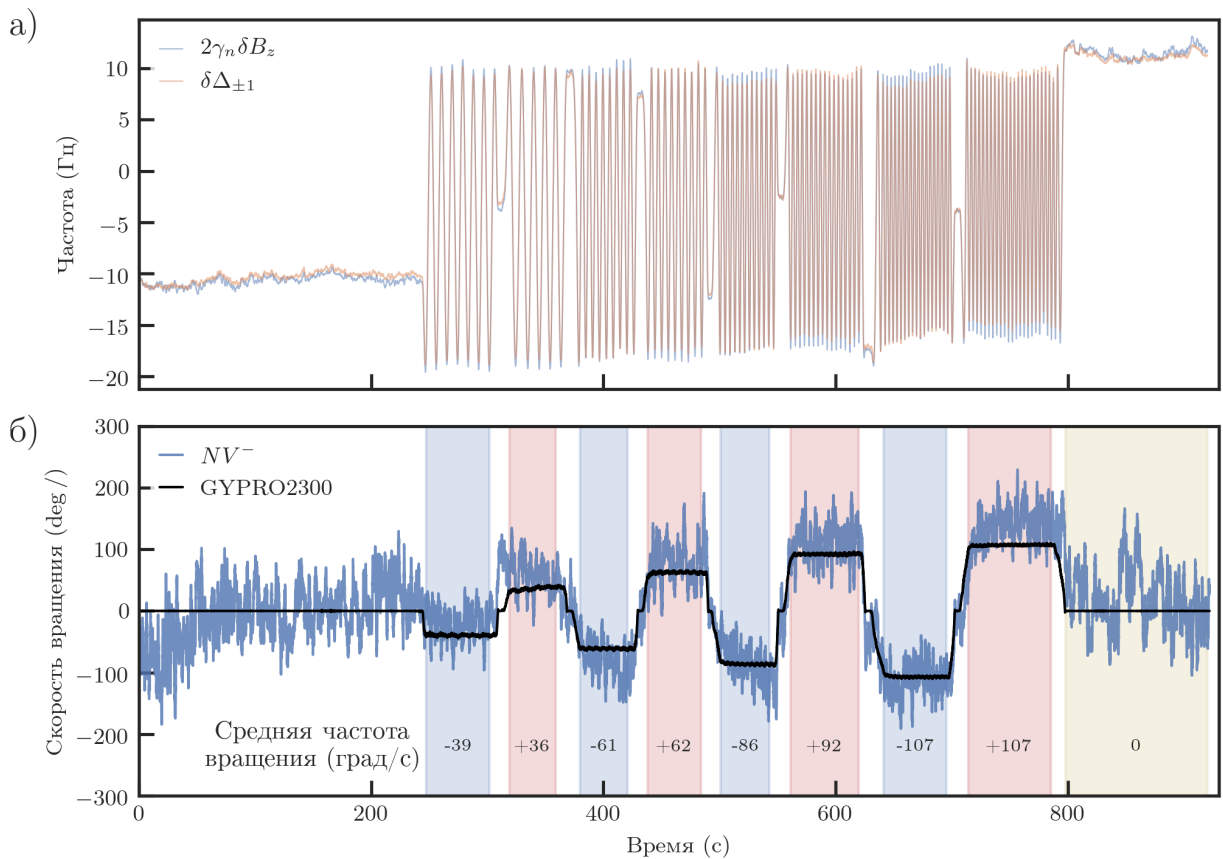


Рисунок 3.9 — а) Измеренные изменения расщепления  $\delta\Delta_{\pm 1}$  между сверхтонкими подуровнями  $m_I = \pm 1$ , и проекции индукции магнитного поля  $\delta B_z$  при вращении установки. Магнитное поле представлено в виде, слагаемого, входящего в формулу вычисления угловой скорости. б) Вычисленный сигнал угловой скорости вращения из данных рисунка а. Цветом выделены временные интервалы, на которых была стабильная скорость вращения. Данные, представленные на графиках — усреднены скользящим окном длительностью 1с.

Таблица 5 — Результаты измерения скорости вращения с помощью ансамбля  $NV^-$  центров

Фактическая скорость вращения платформы ( $^{\circ} \cdot \text{с}^{-1}$ )	0	-39	36	-61	62	-86	92	-107	107	0
Измеренная скорость ( $^{\circ} \cdot \text{с}^{-1}$ )		-23	55	-83	73	-86	106	-117	133	10
Ошибка измерения ( $^{\circ} \cdot \text{с}^{-1}$ )		7	10	14	3	14	6	12	9	21
Время усреднения (с)	242	55	40	41	46	42	59	54	71	122

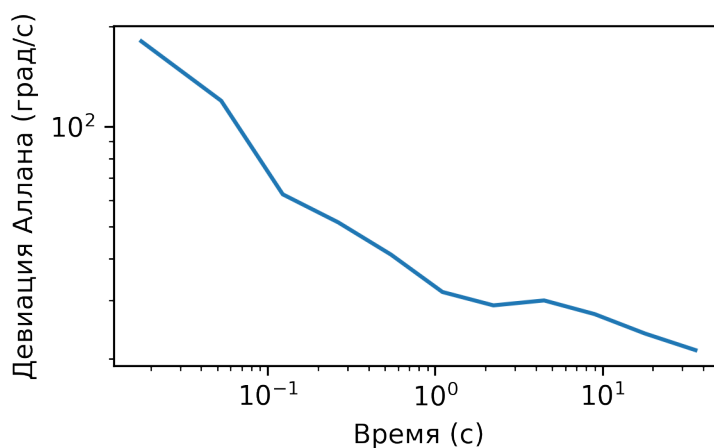


Рисунок 3.10 — Девиация Аллана сигнала вращения для неподвижной установки

щения, как показано на рис. 3.11. Аппроксимируя данные зависимости, получен масштабный коэффициент 1.09(5). Ошибка получена из ковариационной матрицы ошибок модели аппроксимации.

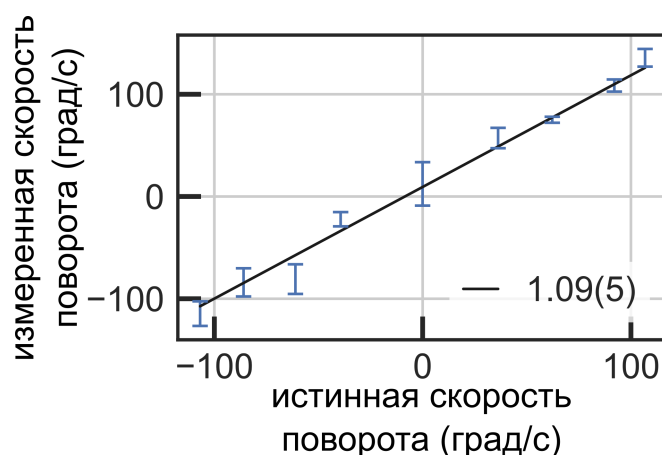


Рисунок 3.11 — Усредненный сигнал скорости вращения, полученный с помощью гироскопа на NV центре в зависимости от истинной скорости вращения платформы.

### 3.5 Результаты Главы 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 частоты 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.

Впервые измерен сдвиг частоты сверхтонких переходов, вызванный вращением установки с ансамблем  $NV^-$  центров в пространстве. Вращение установки производилось со скоростями в диапазоне  $\pm 100$  градусов/секунду. Стабильность измерения частоты перехода, скорректированного на флуктуации внешнего магнитного поля, составила  $6 \cdot 10^{-6}$ . Флуктуации магнитного поля были скорректированы при помощи магнитометра, реализованного с использованием того же ансамбля  $NV^-$  центров.

## Глава 4. Измерение времени релаксации населенности сверхтонких подуровней основного состояния $NV^-$ центра

Одним из факторов, ограничивающих чувствительность измерения вращения является время поперечной ядерного спина  $T_{2n}^*$ . Если время затухания когерентности ограничено именно временем продольной релаксации, то будет выполняться соотношение  $T_{2n}^* \approx T_1$ . Время  $T_{2n}^* = 2,4$  мс получено из сигнала затухания биений между подуровнями  $m_I = \pm 1$ , рис. 3.2.

Продольная релаксация населенностей ограничивает время хранения информации на состоянии ядерного спина. При этом в зависимости от типа сенсора может быть интересно как время отдельного, изолированного от других центров окраски NV-центра, так и среднее по ансамблю  $NV^-$  центров. В работе [35] измеренное время продольной релаксации ядерного спина в одиночном  $NV^-$  центре при поле 1.5 Тл составило 240с. В настоящей работе было измерено время продольной релаксации ядерного спина для ансамбля  $NV^-$  центров при магнитном поле 1.1 мТл, достаточном для разрешения магнитных переходов и выделения одной из ориентаций  $NV^-$  центра. Измерение представляет интерес для сенсоров магнитного поля и вращения, использующих относительно плотные ансамбли NV центров.

### 4.1 Методика измерения

Эксперимент по измерению релаксации населенностей сверхтонких подуровней представлен на рис. 4.1. Для измерения времени продольной релаксации населенности на сверхтонких подуровнях, распределение населенностей на сверхтонких подуровнях подготавливается согласно процедуре, описанной в п. 1.3.2, с единственным отличием. После переноса распределения населенностей с электронных магнитных подуровней на ядерные не производится импульс оптической накачки, который вносит дополнительный вклад в релаксацию населенностей.  $NV^-$  центр в подготовленном состоянии остается предоставлен самому себе на время  $\tau$ . Спустя время  $\tau$  импульс оптической накачки перекачивает населенности электронных магнитных подуровней на подуровень  $m_S = 0$ .

Данный импульс необходим для того, чтобы произвести измерение распределение населенностей на сверхтонких подуровнях методом ОДМР.

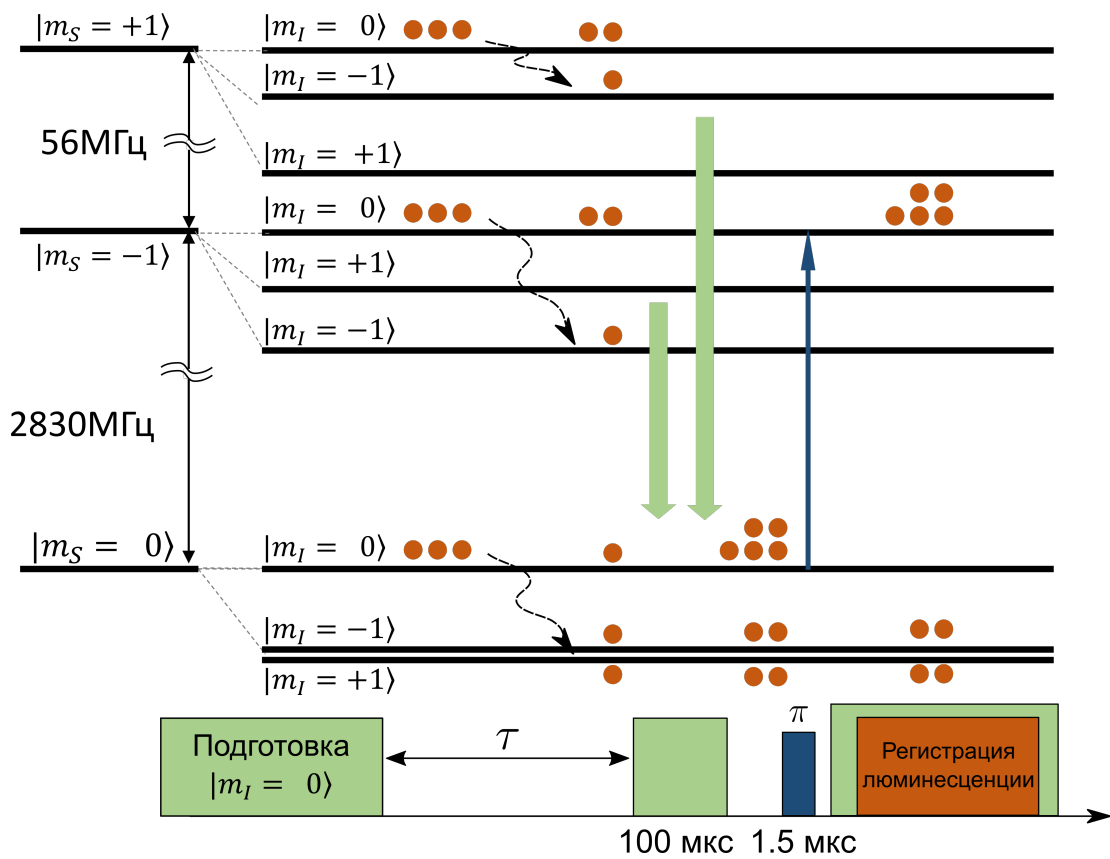


Рисунок 4.1 — Схема эксперимента по измерению времени релаксации населенностей сверхтонких подуровней.

Для того, чтобы определить распределение населенностей по спектру ОДМР, эксперимент необходимо повторить 40 раз с изменением частоты пробного импульса ОДМР. Далее изменяется время  $\tau$  для того чтобы отследить изменение населенности от времени между подготовкой и измерением состояния сверхтонких подуровней. Время  $\tau$  было изменено в диапазоне от 0 до 80 с.

## 4.2 Результаты измерения

Полученные спектры ОДМР построены на рис. 4.2. Используя метод аппроксимации спектра ОДМР, описанный в п. 1.3.3 были получены значения населенностей сверхтонких подуровней для разных времен  $\tau$ . На рис. 4.2 построена зависимость населенности  $P_0(\tau)$  сверхтонкого подуровня  $m_I = 0$  от времени задержки. Считая, что распад населенности имеет экспоненциальный характер,

полученная зависимость аппроксимирована экспоненциальной функцией нелинейным методом наименьших квадратов:

$$P(\tau) = P_{\infty} + P_{\delta}e^{-\frac{\tau}{T_1}} \quad (4.1)$$

Полученное из аппроксимации время было принято за время релаксации населённости подуровня и составило  $44(8)$ с. Случайная ошибка времени была получена из ковариационной матрицы ошибок параметров для нелинейного метода наименьших квадратов с учетом ошибок определения населенности. Ошибки определения населенностей были получены из ковариационной матрицы ошибок параметров аппроксимации спектра ОДМР. На малых временах  $\tau < 0.1$  с присутствует отклонение зависимости населенности от экспоненциальной, по амплитуде не превышающее 1% от населенности. Предположительно это связано с перераспределением зарядового состояния  $NV^{-}$  центров между нейтральным  $NV^0$  и  $NV^{-}$ , подобное поведение присутствует в результатах работы [35]. Используя представленную выше методику для подуровней  $m_I = \pm 1$  были получены соответствующие времена релаксации  $(40 \pm 11)$  с,  $(48 \pm 18)$  с. Путём усреднения полученных значений времен релаксации с учетом ошибок их определения, время продольной релаксации населенностей ядерных подуровней NV центра составило  $43(6)$  с.

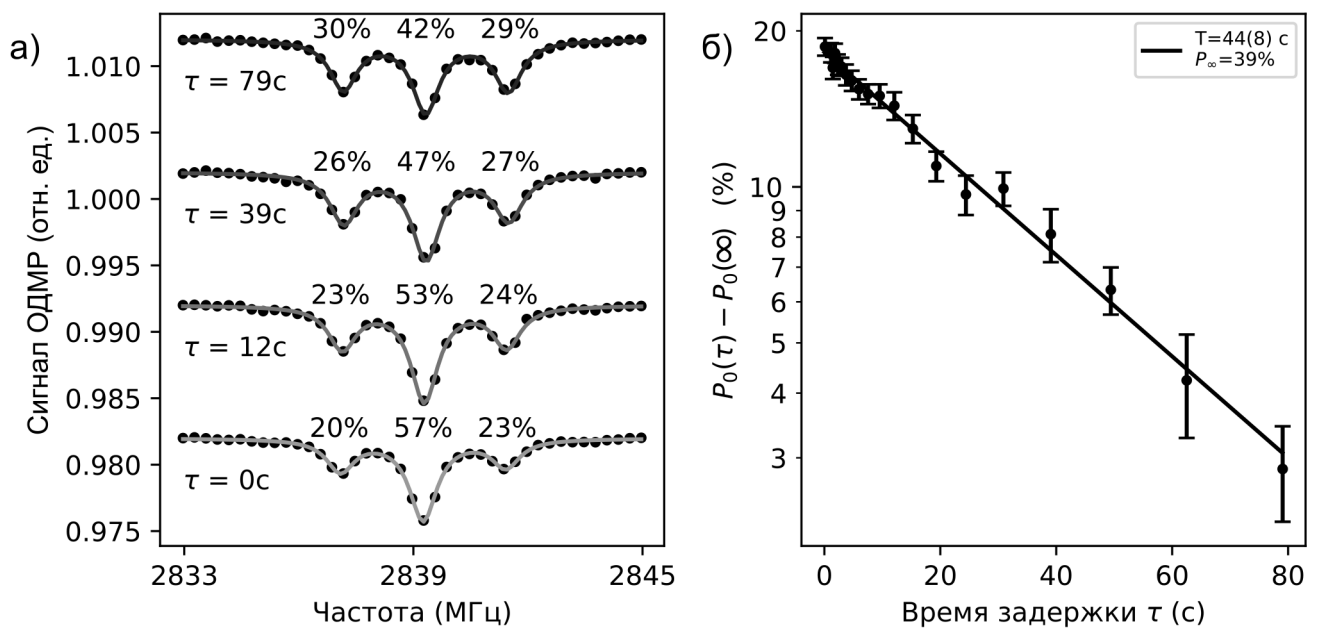


Рисунок 4.2 — Спектры ОДМР и населенность ядерного подуровня  $m_I = 0$  в зависимости от времени задержки.

### 4.3 Теоретическая модель, описывающая продольную релаксацию.

Одним из возможных процессов, который стоит за продольной релаксацией ядерного спина может быть обменное взаимодействие с электронным спином. Рассмотрим Гамильтониан основного состояния NV центра.

$$\mathcal{H}/\hbar = D\hat{S}_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2) + g_e\mu_B\hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{B} + Q\hat{I}_z^2 - g_n\mu_N\hat{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{A}\hat{S}\hat{I} \quad (4.2)$$

Поперечная компонента тензора сверхтонкого взаимодействия  $A_{\perp}$  мала по сравнению с расщеплением в нулевом поле  $D$ . Базис из собственных функций  $\hat{S}_z, \hat{I}_z$  незначительно возмущен, что приводит к обмену населенностями между ядерными и электронными подуровнями с амплитудой  $\approx (A_{\perp}/D)^2$  и частотой осцилляций  $\approx D$ . Обмен между ядерным и электронным спинами при разрушении состояния электронных магнитных подуровней приведет к Продольная релаксация населенности электронных подуровней посредством фононов [65] и незначительное обменное взаимодействие между ядерным и электронным спинами при продольной релаксации последнего посредством фононов и поперечной при взаимодействии со спиновым резервуаром приводит к релаксации ядерного спина. Для оценки времени релаксации ядерного спина  $T_{1n}$  была рассмотрена модель, в которой электронный спин связан с колебанием решетки с характерным временем релаксации  $T_{1e}$  и взаимодействующий с окружающими парамагнитными примесями, с временем затухания когерентности  $T_{2e}^*$ . Время релаксации электронного спина было измерено по протоколу, описанному в работе [65], время затухания когерентности электронного спина – с помощью спинового эха, в работе [66].

Для нахождения зависимости населенностей сверхтонких подуровней от времени было численно решено уравнение Лиувилля (4.3) в программном пакете Wolfram Mathematica.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \rho] - \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial t} \right\}_{relax} \quad (4.3)$$

Где Гамильтониан взят из (4.3), начальное состояние  $\rho_T \otimes |m_I = 0\rangle \langle m_I = 0|$ . Диссипативное слагаемое  $\left\{ \frac{\partial \rho}{\partial t} \right\}_{relax}$  построено таким образом, чтобы:

- скорость продольной релаксации электронного спина –  $1/T_{1e}$
- когерентность ядерных подуровней одного электронного магнитного подуровня, затухала со скоростью  $1/T_{2n}$

– прочие недиагональные элементы затухали со скоростью  $1/T_{2e}$

Решив уравнение (4.3) в Wolfram Mathematica получена зависимость населенности ядерного подуровня  $m_I = 0$  от времени между подготовкой и измерением населенности. При указанных значениях времён время релаксации ядерного спина составило 29 с. Увеличение времени  $T_{2e}$  до значения 160 мкс позволяет полностью согласовать экспериментальное и теоретическое значения, что показано на рис 4.3. Таким образом наиболее вероятным механизмом релаксации населенности сверхтонких подуровней является релаксация электронного спина и сверхтонкое взаимодействие ядерного спина азота и электронного спина NV центра.

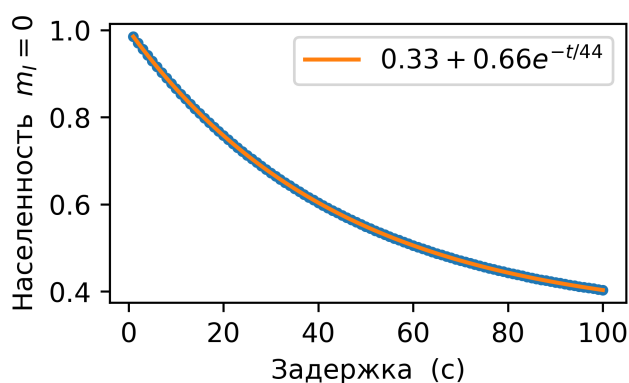


Рисунок 4.3 — Результат моделирования релаксации населенности сверхтонкого подуровня  $m_I = 0$  указан синими точками. Оранжевая линия поверх точек — аппроксимирующая экспоненциальная функция, указанная на легенде графика.

Постоянная времени, полученная из графика составляет 44 с.

#### 4.4 Влияние продольной релаксации на предельную чувствительность измерения вращения

Так как полученное время релаксации населенностей сверхтонких подуровней на 3 порядка больше, чем время распада когерентности, то можно сделать вывод, релаксация населенностей сверхтонких подуровней не вносит существенный вклад в распад когерентности между ядерными подуровнями.

## 4.5 Результаты Главы 4

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.

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

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  $40 \pm 2$  Гц/К. Температурный коэффициент продольной компоненты тензора сверхтонкого взаимодействия составил  $198 \pm 11$  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 частоты 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 частоты сверхтонких переходов, вызванный вращением установки с ансамблем  $NV^-$  центров в пространстве. Вращение установки производилось со скоростями в диапазоне  $\pm 100$  градусов/секунду. Стабильность измерения частоты перехода, скорректированного на флуктуации внешнего магнитного поля, составила  $6 \cdot 10^{-6}$ . 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 соста-



вило 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.

## Благодарности

В первую очередь выражаю благодарность Вадиму Николаевичу Сорокину за чуткое руководство, уроки мудрости, русского языка и неоценимую поддержку. Благодарю Алексея Владимировича Акимова, взявшего меня под свое крыло после окончания магистратуры; Вадима Воробьева, моего близкого друга и идейного соратника; моих коллег: Степана Большедворского, Ольгу Рубинас и Ивана Кожокару; Андрея Николаевича Смолянинова за поддержку и жизненные уроки; Николая Николаевича Колачевского за неоценимые меткие советы и наставления; моих коллег из лаборатории Ксении Юрьевны Хабаровой; Полину Капитанову из ИТМО и Виктора Генриховича Винса за плодотворное сотрудничество.

Благодарю супругу Ольгу и родителей Ирину Борисовну и Владимира Ивановича, без поддержки которых настоящая работа не смогла бы быть закончена.

Посвящаю настоящую работу моим Варе и Серёже. Надеюсь, что их стремление к познанию мира вырастет в нечто большее.

## Список сокращений и условных обозначений

$\gamma_e$	гиромагнитное отношение электронного спина в $NV^-$ центре (28.03 ГГц/Тл)
$\gamma_n$	гиромагнитное отношение ядерного спина азота-14 (3.077 МГц/Тл)
$f_{e+1}$	частота электронного магнитного перехода $ 0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow   + 1_S, 0_I\rangle$
$f_{e+1}^{n+}$	частота сверхтонкого перехода $  + 1_S, 0_I\rangle \leftrightarrow   + 1_S, + 1_I\rangle$
$f_{e+1}^{n-}$	частота сверхтонкого перехода $  + 1_S, 0_I\rangle \leftrightarrow   + 1_S, - 1_I\rangle$
$f_{e+}$	частота
$f_{e-1}$	частота электронного магнитного перехода $ 0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow   - 1_S, 0_I\rangle$
$f_{e-1}^{n+}$	частота сверхтонкого перехода $  - 1_S, 0_I\rangle \leftrightarrow   - 1_S, + 1_I\rangle$
$f_{e-1}^{n-}$	частота сверхтонкого перехода $  - 1_S, 0_I\rangle \leftrightarrow   - 1_S, - 1_I\rangle$
$f_{e0}^{n+}$	частота сверхтонкого перехода $ 0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow  0_S, + 1_I\rangle$
$f_{e0}^{n-}$	частота сверхтонкого перехода $ 0_S, 0_I\rangle \leftrightarrow  0_S, - 1_I\rangle$
$T$	температура
$\gamma$	гиромагнитное отношение
$\Omega_{Rabi}$	Частота Раби
$\vec{\Omega}_L$	Ларморовская циклическая частота прецессии
$\vec{\Omega}_R$	циклическая частота вращения
$\vec{B}$	индукция магнитного поля
$\vec{I}$	момент импульса
$\vec{M}$	механический момент
$^1A_1, ^1E_1$	синглетные уровни энергии $NV^-$ центра
$^3A_2$	основной уровень энергии $NV^-$ центра
$^3E_2$	возбужденный уровень энергии $NV^-$ центра
$A_{\perp}$	поперечная компонента тензора сверхтонкого расщепления основного состояния (-2.15 МГц)
$A_{\parallel}$	продольная компонента тензора сверхтонкого расщепления основного состояния (-2.15 МГц)
$A_{\perp}^{(es)}, A_{\parallel}^{(es)}$	поперечная и продольная компонента тензора сверхтонкого взаимодействия возбужденного уровня $NV^-$ центра
$D$	величина спин-спинового взаимодействия (2.87 ГГц)
$D_{es}$	спин-спиновое расщепление возбужденного уровня $NV^-$ центра

$Q$	величина квадрупольного расщепления взаимодействия (-4.95 МГц)
$NV^-$ центр	отрицательно заряженный азотно-вакансионный центр окраски в алмазе
$NV^+$ центр	положительно заряженный азотно-вакансионный центр окраски в алмазе
$NV^0$ центр	нейтральный азотно-вакансионный центр окраски в алмазе
$ x_S, y_I\rangle$	состояние с проекцией на ось $z$ электронного спина $m_S = x$ и проекцией на ось $z$ ядерного спина $m_I = y$
FPGA	Программируемая логическая интегральная схема (Field programmable gate array)
$m_I$	проекция ядерного спина на ось $z$
$m_S$	проекция электронного спина на ось $z$
$NV$ центр	азотно-вакансионный центр окраски в алмазе (Nitrogen-Vacancy)
АЦП	Аналого-цифровой преобразователь
ГПС	Генератор прямого синтеза
НЧ	низкочастотное (поле). имеется в виду низкая частота поля в диапазоне 2,8–7,1 МГц, возбуждающее сверхтонкие переходы
ОДМР	оптически детектируемый магнитный резонанс
ОДЯМР	оптически детектируемый ядерный магнитный резонанс
ПЛИС	Программируемая логическая интегральная схема
СВЧ	сверхвысокочастотный (поле). имеется в виду сверхвысокая частота поля в диапазоне 2,8–3 ГГц, возбуждающее электронные магнитные переходы
ЦАП	Цифро-аналоговый преобразователь

## 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. *Khattab, A.* High Accuracy GPS-Free Vehicle Localization Framework via an INS-Assisted Single RSU / A. Khattab, 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. — Т. 95, № 23. — С. 2—5. — arXiv: [0505089](https://arxiv.org/abs/0505089) [physics].
6. *Walker, T. G.* Spin-Exchange-Pumped NMR Gyros / T. G. Walker, M. S. Larsen // Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics. — 2016. — Т. 65. — С. 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. — Т. 9, № 3. — С. 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. — Т. 10, № 1. — С. 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. — Т. 108, № 24. — С. 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. — Т. 86, № 6. — С. 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. — Т. 56, № 3. — С. 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. Stærkind, 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. — Т. 6. — С. 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. — Т. 11, May. — С. 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. — T. 104, № 7. — C. 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. — App. — T. 7, № 6. — C. 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. — T. 6, № 2. — C. 024026.
20. 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.
21. 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. — C. 20.
22. 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.
23. 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. Cojocaru, B. Kudlatsky, A. I. Zeleneev, V. N. Sorokin, A. N. Smolyaninov, A. V. Akimov // *Phys. Rev. B*. — 2020. — Sept. — Vol. 102, issue 12. — P. 125133.

24. 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.
25. 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.
26. 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. — Декабрь. — Vol. 51, no. 12. — P. 1144—1147.
27. 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.
28. 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.
29. *Маркеев*. Теоретическая механика / Маркеев. — OXFORD University Press, 2006. — С. 77.
30. *Tycko, R.* Adiabatic Rotational Splittings and Berry's Phase in Nuclear Quadrupole Resonance / R. Tycko // Phys. Rev. Lett. — 1987. — Июнь. — Т. 58, вып. 22. — С. 2281—2284.
31. *Meyer, D.* Nuclear magnetic resonance gyro for inertial navigation / D. Meyer, M. Larsen // Gyroscopy and Navigation. — 2014. — Т. 5, № 2. — С. 75—82.
32. *Walker, T. G.* Spin-Exchange-Pumped NMR Gyros / T. G. Walker, M. S. Larsen // Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics. — 2016. — arXiv: [1604.03982](https://arxiv.org/abs/1604.03982).
33. *Zaitsev, A.* Optical Properties of Diamond: A Data Handbook / A. Zaitsev. — Springer, 2001.



34. Efficient Readout of a Single Spin State in Diamond via Spin-to-Charge Conversion / B. J. Shields, Q. P. Unterreithmeier, N. P. De Leon, H. Park, M. D. Lukin // *Physical Review Letters*. — 2015. — T. 114, № 13. — C. 1—5. — arXiv: [1410.0370](https://arxiv.org/abs/1410.0370).
35. Protecting a Diamond Quantum Memory by Charge State Control / M. Pfender, N. Aslam, P. Simon, D. Antonov, G. Thiering, S. Burk, F. Fávoro de Oliveira, A. Denisenko, H. Fedder, J. Meijer, J. A. Garrido, A. Gali, T. Teraji, J. Isoya, M. W. Doherty, A. Alkauskas, A. Gallo, A. Grüneis, P. Neumann, J. Wrachtrup // *Nano Letters*. — 2017. — T. 17, № 10. — C. 5931—5937. — eprint: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b01796> ; — PMID: 28872881.
36. *Gali, Á.* Ab initio theory of the nitrogen-vacancy center in diamond / Á. Gali // *Nanophotonics*. — 2019. — T. 8, № 11. — C. 1907—1943.
37. Properties of nitrogen-vacancy centers in diamond: the group theoretic approach / J. Maze, A. Gali, E. Togan, Y. Chu, A. Trifonov, E. Kaxiras, M. Lukin // *New Journal of Physics*. — 2011. — T. 13, № 2. — C. 025025.
38. 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. — T. 13. — arXiv: [1010.1192](https://arxiv.org/abs/1010.1192).
39. 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. — T. 528, № 1. — C. 1—45.
40. *Chu, Y.* Quantum optics with nitrogen-vacancy centers in diamond / Y. Chu, M. D. Lukin // arXiv: 1504.05990. — 2015. — arXiv: [1504.05990](https://arxiv.org/abs/1504.05990).
41. Time-averaging within the excited state of the nitrogen-vacancy centre in diamond / L. J. Rogers, R. L. McMurtrie, M. J. Sellars, N. B. Manson // *New Journal of Physics*. — 2009. — Июнь. — T. 11, № 6. — C. 063007.
42. Spin-flip and spin-conserving optical transitions of the nitrogen-vacancy centre in diamond / P. Tamarat, N. B. Manson, J. P. Harrison, R. L. McMurtrie, A. Nizovtsev, C. Santori, R. G. Beausoleil, P. Neumann, T. Gaebel, F. Jelezko, P. Hemmer, J. Wrachtrup // *New Journal of Physics*. — 2008. — Апрель. — T. 10, № 4. — C. 045004.

43. Excited-state spectroscopy of single NV defects in diamond using optically detected magnetic resonance / P. Neumann, R. Kolesov, V. Jacques, J. Beck, J. Tisler, A. Batalov, L. Rogers, N. B. Manson, G. Balasubramanian, F. Jelezko, J. Wrachtrup // *New Journal of Physics*. — 2009. — ЯНВ. — Т. 11, № 1. — С. 013017.
44. State-selective intersystem crossing in nitrogen-vacancy centers / M. L. Goldman, M. W. Doherty, A. Sipahigil, N. Y. Yao, S. D. Bennett, N. B. Manson, A. Kubanek, M. D. Lukin // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Апр. — Т. 91, ВЫП. 16. — С. 165201.
45. *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. — АВГ. — Т. 98, ВЫП. 8. — С. 085207.
46. Dephasing mechanisms of diamond-based nuclear-spin memories for quantum networks / N. Kalb, P. C. Humphreys, J. J. Slim, R. Hanson // *Phys. Rev. A*. — 2018. — ИЮНЬ. — Т. 97, ВЫП. 6. — С. 062330.
47. *Acosta, V. M.* Optical Magnetometry with Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond : PhD thesis / Acosta Victor Marcel. — University of California, Berkeley, 2011.
48. 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).
49. 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).
50. *Chakraborty, T.* Polarizing the electronic and nuclear spin of the NV-center in diamond in arbitrary magnetic fields: Analysis of the optical pumping process / T. Chakraborty, J. Zhang, D. Suter // *New Journal of Physics*. — 2017. — Т. 19, № 7. — arXiv: [1611.06771](https://arxiv.org/abs/1611.06771).
51. Excited-State Spectroscopy Using Single Spin Manipulation in Diamond / G. D. Fuchs, V. V. Dobrovitski, R. Hanson, A. Batra, C. D. Weis, T. Schenkel, D. D. Awschalom // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — СЕНТ. — Т. 101, ВЫП. 11. — С. 117601.

52. Robust optical readout and characterization of nuclear spin transitions in nitrogen-vacancy ensembles in diamond / A. Jarmola, I. Fescenko, V. M. Acosta, M. W. Doherty, F. K. Fatemi, T. Ivanov, D. Budker, V. S. Malinovsky // *Phys. Rev. Research*. — 2020. — Апр. — Т. 2, вып. 2. — С. 023094.
53. Efficient, uniform, and large area microwave magnetic coupling to NV centers in diamond using double split-ring resonators / K. Bayat, J. Choy, M. Farrokh Baroughi, S. Meesala, M. Loncar // *Nano Letters*. — 2014. — Т. 14, № 3. — С. 1208—1213.
54. Broadband, large-area microwave antenna for optically-detected magnetic resonance of nitrogen-vacancy centers in diamond / K. Sasaki, Y. Monnai, S. Saijo, R. Fujita, H. Watanabe, J. Ishi-Hayase, K. M. Itoh, E. Abe. — 2016. — arXiv: [1605.04627](https://arxiv.org/abs/1605.04627).
55. Polarization- and frequency-tunable microwave circuit for selective excitation of nitrogen-vacancy spins in diamond / J. Herrmann, M. A. Appleton, K. Sasaki, Y. Monnai, T. Teraji, K. M. Itoh, E. Abe // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Т. 109, № 18. — С. 1—5. — arXiv: [1609.04492](https://arxiv.org/abs/1609.04492).
56. Circularly polarized microwaves for magnetic resonance study in the GHz range: Application to nitrogen-vacancy in diamonds / M. Mrózek, J. Mlynarczyk, D. S. Rudnicki, W. Gawlik // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Т. 107, № 1.
57. Hyperfine-enhanced gyromagnetic ratio of a nuclear spin in diamond / S. Sangtawesin, C. A. McLellan, B. A. Myers, A. C. Jayich, D. D. Awschalom, J. R. Petta // *New Journal of Physics*. — 2016. — Т. 18, № 8. — arXiv: [1503.07464](https://arxiv.org/abs/1503.07464).
58. Electron paramagnetic resonance studies of the neutral nitrogen vacancy in diamond / S. Felton, A. M. Edmonds, M. E. Newton, P. M. Martineau, D. Fisher, D. J. Twitchen // *Physical Review B*. — 2008. — Февр. — Т. 77, № 8. — С. 081201.
59. Gyroscopes based on nitrogen-vacancy centers in diamond / M. P. Ledbetter, K. Jensen, R. Fischer, a. Jarmola, D. Budker // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2012. — Т. 86, № 5. — С. 3—7. — arXiv: [arXiv:1205.0093v1](https://arxiv.org/abs/1205.0093v1).
60. *Ajoy, A.* Stable three-axis nuclear-spin gyroscope in diamond / A. Ajoy, P. Cappellaro // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2012. — Т. 86, № 6. — С. 1—8. — arXiv: [1205.1494](https://arxiv.org/abs/1205.1494).

61. Measurable Quantum Geometric Phase from a Rotating Single Spin / D. Maclaurin, M. W. Doherty, L. C. L. Hollenberg, A. M. Martin // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — ИЮНЬ. — Т. 108, ВЫП. 24. — С. 240403.
62. High-Sensitivity Magnetometry Based on Quantum Beats in Diamond Nitrogen-Vacancy Centers / K. Fang, V. M. Acosta, C. Santori, Z. Huang, K. M. Itoh, H. Watanabe, S. Shikata, R. G. Beausoleil // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Март. — Т. 110, ВЫП. 13. — С. 130802.
63. Multipulse Double-Quantum Magnetometry with Near-Surface Nitrogen-Vacancy Centers / H. J. Mamin, M. H. Sherwood, M. Kim, C. T. Rettner, K. Ohno, D. D. Awschalom, D. Rugar // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Июль. — Т. 113, ВЫП. 3. — С. 030803.
64. 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.
65. Longitudinal spin relaxation in nitrogen-vacancy ensembles in diamond / M. Mrózek, D. Rudnicki, P. Kehayias, A. Jarmola, D. Budker, W. Gawlik // *EPJ Quantum Technology.* — 2015. — Окт. — Т. 2, № 1. — С. 22.
66. Spin properties of NV centers in high-pressure, high-temperature grown diamond / O. R. Rubinas, V. V. Vorobyov, V. V. Soshenko, S. V. Bolshedvorskii, V. N. Sorokin, A. N. Smolyaninov, V. G. Vins, A. P. Yelisseyev, A. V. Akimov // *Journal of Physics Communications.* — 2018. — Ноябрь. — Т. 2, № 11. — С. 115003.
67. *Smeltzer, B.* Robust control of individual nuclear spins in diamond / B. Smeltzer, J. McIntyre, L. Childress // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics.* — 2009. — Т. 80, № 5. — С. 1—4.
68. *Chen, M.* Measurement of transverse hyperfine interaction by forbidden transitions / M. Chen, M. Hirose, P. Cappellaro // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Июль. — Т. 92, ВЫП. 2. — С. 020101.

## Список рисунков

1.1	Ларморовская прецессия магнитного момента . . . . .	13
1.2	Азотно-вакансионный центр окраски в кристаллической решетке алмаза . . . . .	16
1.3	Система уровней энергии NV <sup>-</sup> центра при комнатной температуре и спектр поглощения и флюоресценции . . . . .	20
1.4	Механизм оптической накачки магнитного подуровня $m_S = 0$ . . . . .	22
1.5	Уровни энергии основного состояния NV <sup>-</sup> центра . . . . .	23
1.6	Схема динамической поляризации ядерного спина . . . . .	27
1.7	Спектр ОДМР ансамбля NV <sup>-</sup> центров с подготовленным состоянием ядерного спина . . . . .	30
1.8	Диэлектрический резонатор, модель и фотография . . . . .	32
1.9	Схема установки, используемой для исследования микроволнового поля внутри резонатора . . . . .	33
1.10	Пример карты наблюдаемых осцилляций Раби . . . . .	34
1.11	Распределение частоты Раби в диэлектрическом резонаторе. Однородность поля в зависимости от объема ансамбля . . . . .	35
1.12	Квазигельмгольцевский резонатор. . . . .	37
1.13	Двухчастотный резонатор. Компоновка двухчастотного и квазигельмгольцевского резонаторов . . . . .	39
1.14	Спектр сигнала отражения от двухчастотного резонатора. . . . .	40
1.15	Зависимость населенности сверхтонкого подуровня $m_I = 0$ от частоты НЧ импульса и его длительности при использовании протокола динамической ядерной поляризации (п. 1.3.2). . . . .	41
1.16	Осцилляции Раби при возбуждении перехода между сверхтонкими подуровнями $m_I = 0$ и $m_I = \pm 1$ подуровня $m_S = 0$ . . . . .	41
1.17	Структурная схема экспериментальной установки для спектроскопии сверхтонких переходов NV <sup>-</sup> центра. . . . .	42
1.18	Фотография платы управления «SignalController» . . . . .	42
1.19	Структурная схема драйвера лазерного диода . . . . .	44
2.1	Спектроскопия сверхтонких переходов . . . . .	48
2.2	Спектр ОДМР . . . . .	49
2.3	Карта сигнала ОДМР при сканировании частоты НЧ импульса . . . . .	49
2.4	Контур ядерного магнитного резонанса $  - 1_S, 0_I \rangle \leftrightarrow   - 1_S, + 1_I \rangle$ . . . . .	50

2.5	Установка для калибровки температурной зависимости D . . . . .	52
2.6	Карта спектра ОДМР в зависимости от температуры. . . . .	54
2.7	Зависимость расщепления электронных магнитных подуровней $NV^-$ центра в нулевом поле от температуры. . . . .	55
2.8	Зависимость частот сверхтонких переходов основного оптического состояния $NV^-$ центра от температуры . . . . .	56
2.9	Температурная зависимость изменения сверхтонких компонент . . . . .	57
2.10	Спектр ОДМР для оценки поперечной компоненты магнитного поля . . . . .	60
3.1	Протокол измерения расщепления между сверхтонкими подуровнями $m_I = \pm 1$ . . . . .	67
3.2	Сигнал биений на частоте запрещенного перехода $m_I = \pm 1$ . . . . .	67
3.3	Удвоение контраста сигнала биений . . . . .	70
3.4	Калибровка показания магнитометра . . . . .	73
3.5	Спектр шумов магнитометра . . . . .	74
3.6	Схема установки для измерения скорости вращения с помощью ансамбля ядерных спинов $NV^-$ центров . . . . .	75
3.7	Фотография установки для измерения скорости вращения с помощью ансамбля ядерных спинов $NV^-$ центров . . . . .	76
3.8	Алгоритм измерения угловой скорости вращения . . . . .	78
3.9	Результаты эксперимента по измерению угловой скорости с помощью ансамбля $NV^-$ центров . . . . .	79
3.10	Девияция Аллана сигнала вращения для неподвижной установки . . . . .	80
3.11	Усредненный сигнал скорости вращения, полученный с помощью гироскопа на $NV$ центре в зависимости от истинной скорости вращения платформы. . . . .	80
4.1	Схема эксперимента по измерению времени релаксации населенностей сверхтонких подуровней . . . . .	83
4.2	Спектры ОДМР и населенность ядерного подуровня $m_I = 0$ в зависимости от времени задержки. . . . .	84
4.3	Результат моделирования релаксации населенности сверхтонкого подуровня $m_I = 0$ . . . . .	86

**Список таблиц**

1	Вклады электронных и сверхтонких подуровней в энергию уровня . . .	46
2	Частоты сверхтонких переходов в поле 1 мТл . . . . .	46
3	Результаты измерения температурных зависимостей для разных областей алмазной пластины . . . . .	59
4	Сдвиг частот сверхтонких переходов, вызванный температурой . . . . .	63
5	Результаты измерения скорости вращения с помощью ансамбля NV <sup>-</sup> центров . . . . .	79

## Приложение А

### Гамильтониан основного состояния $NV^-$ центра

Гамильтониан основного состояния:

$$\mathcal{H}/h = D(\hat{S}_z^2 - \frac{1}{3}\hat{S}^2) + E(S_x^2 - S_y^2) + g_e\mu_B\hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{B} + Q\hat{I}_z^2 - g_n\mu_N\hat{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{A}\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{I}}$$

Где  $\hat{\mathbf{S}}$  - вектор операторов проекций электронного спина,  $\hat{\mathbf{I}}$  - вектор операторов проекция ядерного спина азота-14

Для удобства введем обозначения  $\gamma_e = g_e\mu_B$ ,  $\gamma_n = g_n\mu_N$  - гиромагнитные отношения для электронного и ядерного спина соответственно.

Тензор диполь-дипольного взаимодействия  $\mathbf{A}$  в силу осевой симметрии  $NV^-$  центра имеет диагональный вид с равными x и y компонентами:

$$A = \begin{pmatrix} A_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & A_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & A_{\parallel} \end{pmatrix}$$

Значения постоянных взаимодействия при нормальных условиях приведены в таблице:



Обозначение	Название	Значение, $\times h$
$D$	спин-спиновое взаимодействие	2,87 ГГц
$E$	расщепление, вызванное напряжением в кристалле	кГц - МГц
$\gamma_e$	гиромагнитное отношение электронного спина	28 ГГц $\cdot$ Тл $^{-1}$ [58]
$Q$	квадрупольное расщепление сверхтонких подуровней	-4,945 МГц [58; 67]
$\gamma_n$	гиромагнитное отношение ядерного спина	3,07 МГц $\cdot$ Тл $^{-1}$
$A_{\perp}$	поперечная компонента тензора сверхтонкого взаимодействия	-2,6 МГц [68]
$A_{\parallel}$	продольная компонента тензора сверхтонкого взаимодействия	-2,17 МГц [58]

В отсутствии магнитного поля магнитные подуровни  $m_S = 0$  и  $m_S = \pm 1$  расщеплены. Расщепление же между магнитными подуровнями  $m_S = -1, m_S = +1$  определяются величиной  $E$ , которая связана с механическим напряжением или электрическим полем вблизи  $NV^-$  центра.

Эффект Зеемана, вызванный небольшим магнитным полем (1 мТл), ориентированным вдоль оси  $NV^-$  центра (ось  $z$ ) приводит к снятию вырождения между магнитными подуровнями  $m_S = -1, m_S = +1$ . Данная величина поля с одной стороны превосходит расщепление, вызванное механическим напряжением  $E$ . С другой стороны в силу большой величины  $D$ , поле приложенное ортогонально оси  $NV^-$  вызовет смещение уровней  $\approx \frac{(\gamma_e B_x)^2}{D}$

Магнитно дипольными разрешенными переходами являются переходы между магнитными подуровнями  $\Delta m_S = \pm 1, \Delta m_I = 0$  и между сверхтонкими подуровнями  $\Delta m_S = 0, \Delta m_I = \pm 1$ . Уровни энергии, для диагонализированного Гамильтониана изображены на рисунке 1.5.

## Приложение Б

### Поправки второго порядка к уровням энергии основного оптического состояния NV центра

Рассмотрим полный Гамильтониан основного оптического состояния NV центра. Для упрощения выражений выровняем ось  $x$  вдоль компоненты магнитного поля, ортогональной оси NV центра (оси  $z$ ), таким образом, что  $B_y = 0$

$$\begin{aligned}
 H &= H^{(0)} + V \\
 H^{(0)} &= h(DS_z^2 + \gamma_e B_z S_z + QI_z^2 - \gamma_n B_z I_z + A_{\parallel} S_z I_z) \\
 V &= h(\gamma_e B_x S_x + QI_z^2 - \gamma_n B_x I_x + A_{\perp} (S_x I_x + I_x S_x))
 \end{aligned} \tag{Б.1}$$

Где  $H^{(0)}$  содержит члены, имеющие только диагональные элементы в представлении собственных векторов операторов  $S_z$ ,  $I_z$ ,  $V$  - все остальные. Посчитаем поправки второго порядка, обусловленные возмущением  $V$  к уровню энергии с квантовыми числами  $m_S, m_I$

$$\delta E_{m_S, m_I} = \sum_{i \neq m_S, j \neq m_I} \frac{(\langle i, j | V | m_S, m_I \rangle)^2}{E_{m_S, m_I}^{(0)} - E_{i, j}^{(0)}} \tag{Б.2}$$

Поправки второго порядка приведены в таблице ниже:

$$f_{e-}^{n-} \delta E_{-1,0} - \delta E_{-1,-1}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{A_{\perp}^2}{-B_z \gamma_e + B_z \gamma_n + D - Q} - \frac{B_x^2 Q \gamma_n^2}{Q^2 - (-A_{\parallel} + B_z \gamma_n)^2} \\
 & - \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_e^2}{A_{\parallel} - B_z \gamma_e + D} + \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_e^2}{-B_z \gamma_e + D} + \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_n^2}{-A_{\parallel} + B_z \gamma_n - Q}
 \end{aligned} \tag{Б.3}$$

$$f_{e-}^{n+} \delta E_{-1,0} - \delta E_{-1,+1}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{A_{\perp}^2}{-A_{\parallel} - B_z \gamma_e + B_z \gamma_n + D + Q} + \frac{A_{\perp}^2}{-B_z \gamma_e + B_z \gamma_n + D - Q} \\
 & - \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_e^2}{-A_{\parallel} - B_z \gamma_e + D} + \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_e^2}{-B_z \gamma_e + D} + \\
 & + \frac{B_x^2 \gamma_n^2}{A_{\parallel} - B_z \gamma_n - Q} + \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_n^2}{-A_{\parallel} + B_z \gamma_n - Q}
 \end{aligned} \tag{Б.4}$$

$$f_{e+}^{n-} \delta E_{+1,0} - \delta E_{+1,-1}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{A_{\perp}^2}{-A_{\parallel} + B_z \gamma_e - B_z \gamma_n + D + Q} + \frac{A_{\perp}^2}{B_z \gamma_e - B_z \gamma_n + D - Q} - \\ & - \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_e^2}{-A_{\parallel} + B_z \gamma_e + D} + \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_e^2}{B_z \gamma_e + D} + \frac{B_x^2 \gamma_n^2}{A_{\parallel} + B_z \gamma_n - Q} + \\ & + \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_n^2}{-A_{\parallel} - B_z \gamma_n - Q} \end{aligned} \quad (\text{Б.5})$$

$$f_{e+}^{n+} \delta E_{+1,0} - \delta E_{+1,+1}$$

$$\begin{aligned} & \frac{A_{\perp}^2}{B_z \gamma_e - B_z \gamma_n + D - Q} - \frac{B_x^2 Q \gamma_n^2}{Q^2 - (-A_{\parallel} - B_z \gamma_n)^2} - \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_e^2}{A_{\parallel} + B_z \gamma_e + D} \\ & + \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_e^2}{B_z \gamma_e + D} + \frac{1}{2} \frac{B_x^2 \gamma_n^2}{-A_{\parallel} - B_z \gamma_n - Q} \end{aligned} \quad (\text{Б.6})$$

Пользуясь выражениями 2.3 получены корректировки для оценок  $Q$ ,  $A_{\parallel}$ :

$$\begin{aligned} \delta Q^* = & - \frac{A_{\perp}^2 (D - Q)}{(D - Q)^2 - (B_z \gamma_e - B_z \gamma_n)^2} + \frac{1}{2} \frac{A_{\perp}^2 (-A_{\parallel} + D + Q)}{(B_z \gamma_e - B_z \gamma_n)^2 + (-A_{\parallel} + D + Q)^2} \\ & - \frac{1}{2} \frac{B_x^2 D \gamma_e^2}{-B_z^2 \gamma_e^2 + D^2} + \frac{3}{4} \frac{B_x^2 Q \gamma_n^2}{Q^2 - (A_{\parallel} + B_z \gamma_n)^2} + \frac{3}{4} \frac{B_x^2 Q \gamma_n^2}{Q^2 - (A_{\parallel} - B_z \gamma_n)^2} + \\ & + \frac{1}{4} \frac{B_x^2 \gamma_e^2 (-A_{\parallel} + D)}{-B_z^2 \gamma_e^2 + (-A_{\parallel} + D)^2} + \frac{1}{4} \frac{B_x^2 \gamma_e^2 (A_{\parallel} + D)}{-B_z^2 \gamma_e^2 + (A_{\parallel} + D)^2} \end{aligned} \quad (\text{Б.7})$$

$$\begin{aligned} \delta A_{\parallel}^* = & \frac{0.25 A_{\perp}^2 (-2.0 A_{\parallel} + 2.0 D + 2.0 Q)}{-(B_z \gamma_e - B_z \gamma_n)^2 + (-A_{\parallel} + D + Q)^2} - \frac{0.125 B_x^2 \gamma_e^2 (-2.0 A_{\parallel} + 2.0 D)}{-B_z^2 \gamma_e^2 + (-A_{\parallel} + D)^2} + \\ & + \frac{0.125 B_x^2 \gamma_e^2 (2.0 A_{\parallel} + 2.0 D)}{-B_z^2 \gamma_e^2 + (A_{\parallel} + D)^2} - \frac{0.125 B_x^2 \gamma_n^2 (-2.0 A_{\parallel} + 2.0 Q)}{-B_z^2 \gamma_n^2 + (A_{\parallel} - Q)^2} + \\ & + \frac{0.125 B_x^2 \gamma_n^2 (2.0 A_{\parallel} + 2.0 Q)}{-B_z^2 \gamma_n^2 + (-A_{\parallel} - Q)^2} \end{aligned} \quad (\text{Б.8})$$