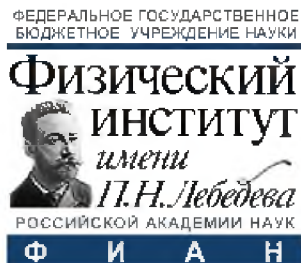


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук



На правах рукописи

Сошенко Владимир Владимирович

Исследование ансамблей ядерных спинов центров азот-вакансия в алмазе

Специальность 01.04.05 —

«Оптика»

Научно-квалификационная работа (диссертация)

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, профессор
Сорокин Вадим Николаевич

Москва — 2019

Оглавление

	Стр.
Введение	3
Глава 1. NV центр	6
1.1 Система уровней NV центра	7
1.2 Поляризация ядерного спина NV центра	8
Глава 2. Эффективная система возбуждения тонких и сверхтонких переходов NV центра	9
2.1 Диэлектрический резонатор для управление электронным спином	10
2.1.1 Конструкция резонатора	10
2.1.2 Исследование структуры поля внутри резонатора	11
2.2 РЧ антенна для возбуждения сверхтонких переходов	15
2.2.1 Двухрезонансная антенна	15
2.2.2 Поляризация ядерного спина	17
2.2.3 Рамзи спектроскопия ядерного спина подуровня $m_s = 0$.	17
Глава 3. Температурная зависимость компонент сверхтонкого взаимодействия ядерного спина азота в NV центре	20
3.1 Описание эксперимента	21
3.2 Методика измерения	24
3.3 Выводы	27
Заключение	28
Список сокращений и условных обозначений	29
Список литературы	30

Введение

К центрам окраски азот-вакансия в алмазе за последнее время проявляется большой интерес со стороны научного сообщества. Центры окраски благодаря своим свойствам находят применение в метрологии в качестве высокоточных магнитометров [1; 2], термометры, работающие в том числе в живых клетках [3], датчиков электрического поля [4] и давления [5]. Однако измерение вращения, предложенное в работах [6; 7], до сих пор не было продемонстрировано. Хотя авторы работ заявляют высокая чувствительность сенсора вращения вместе с компактностью самого датчика, ставящую его в один ряд с такими лазерными, оптоволоконными гироскопами и ядерного гироскопа на атомах ксенона [8–10]. Ключевым при этом являются методы управления ансамблями ядерных спинов NV центров, так как при меньшем гиромагнитном отношении именно они могут выступать в роли чувствительного элемента датчика вращения.

Целью работы является исследование ансамблей центров окраски азот-вакансия для управления состояниями их электронных и ядерных спинов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Исследовать структуру поля микроволновой диэлектрического резонатора с помощью NV центров в миллиметровом монокристалле алмаза.
2. Исследовать структуру поля двухчастотной радиоантенны с помощью NV центров в миллиметровом монокристалле алмаза.
3. Исследовать температурную зависимость сверхтонкого взаимодействия в NV центре.

Научная новизна:

1. Исследован микроволновый резонатор, позволяющий эффективно возбуждать электронные переходы в NV центрах. Исследованы процессы возбуждения.
2. Исследована оригинальная конструкция двухчастотной антенны, позволяющая эффективно взаимодействовать с ансамблем ядерных спинов азота в NV центрах.
3. Впервые измерены коэффициенты зависимости сверхтонких констант в NV центре от температуры.

Практическая значимость полученных результатов состоит в создании необходимого для экспериментального подтверждения измерения гироскопического эффекта с использованием ядерных спинов в кристаллической решетке алмаза [6; 7].

Измеренный температурный эффект изменения сверхтонкого взаимодействия показал практическую значимость учета влияния на измерения проводимые с помощью ядерных спинов азота в алмазе, в частности на измерение вращения с помощью ядерного спина.

Результаты, полученные в ходе выполнения работы могут быть использованы для постройки компактного датчика вращения на основе ядерных спинов азота в алмазной пластине.

Методология и методы исследования. Исследование проводится на специально собранной экспериментальной установке для работы с ансамблями NV центров в алмазе, имеющейся в распоряжении Отдела спектроскопии ФИАН.

Достоверность полученных результатов обеспечивается близкими результатами в сравнении с похожими работами других авторов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на 2 конференциях: SPIE Quantum Photonic Devices 2018, 19-20 августа 2018 г. Сан-Диего, США, LATSIS 2019, г. Лозанна Швейцария 19-22 мая 2019.

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

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 2 печатных изданиях, рекомендованных ВАК, индексируемых Web of Science и Scopus и в одном сборнике трудов конференций. Список публикаций: 1. Microwave Antenna for Exciting Optically Detected Magnetic Resonance in Diamond NV Centers / V. V. Soshenko [и др.] // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2018. — Авг. — Т. 45, № 8. — С. 237–240. — URL: <https://doi.org/10.3103/S1068335618080043>. 2. 3D Uniform Manipulation of NV Centers in Diamond Using a Dielectric Resonator Antenna / P. Kapitanova [и др.] // JETP Letters. — 2018. — Нояб. — Т. 108, № 9. — С. 588–595. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364018210014>.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертации составляет

32 страницы, включая 19 рисунков и 0 таблиц. Список литературы содержит 28 наименований.

Глава 1. NV центр

Алмаз - удивительная форма углерода, обладающая такими замечательными свойствами, как сверхвысокая твердость, высокая теплопроводность, помимо механических свойств известен и как прозрачный в широком оптическом диапазоне материал, чему в том числе способствует широкая запрещенная зона. На данный момент известно и охарактеризовано более 100 различных дефектов в кристаллической решетке алмаза **??**. С точки зрения квантовой оптики наибольший интерес из них представляют дефекты, обладающие спином, и имеющие возможность его оптически считывать/поляризовать. Одним из таких дефектов является центр окраски азот-вакансия (NV центр), изображенный на рисунке **1.1**.

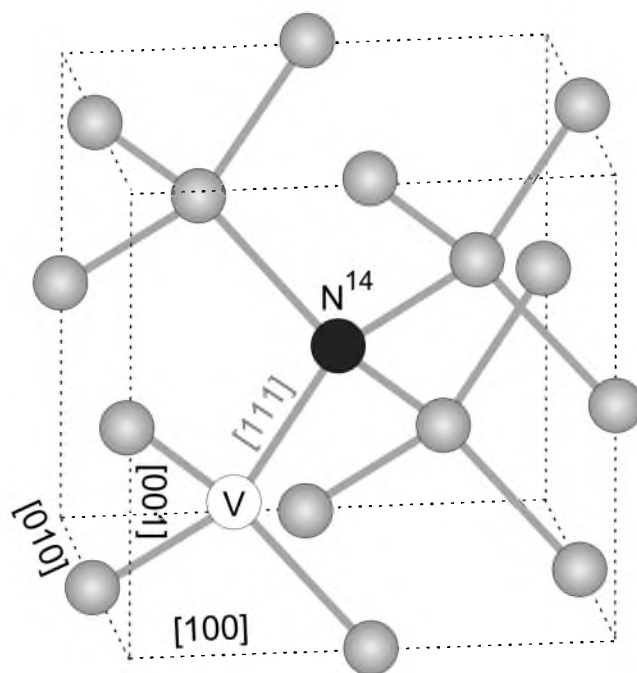


Рисунок 1.1 — NV центр в кристаллической решетке алмаза

NV центр в алмазе представляет собой замещающий дефект кристаллической решетки алмаза, в котором один атом углерода заменен на атом азота, а соседнее место в кристаллической решетке пусто - образована вакансия. Схематически центр представлен на рисунке **1.1**. Существует 3 зарядовых состояния NV центра: с зарядом $-1, 0, +1$. Наибольший интерес представляет собой NV^- , так как именно он имеет электронный спин-1 и зависимую от проекции

спина флюоресценцию с контрастом до 30%. Здесь и далее под NV центром понимается именно отрицательно заряженное состояние центра окраски.

1.1 Система уровней NV центра

На настоящий момент динамика NV центра хорошо изучена [13–16]. В отрицательном состоянии дефекта в области вакансии находятся 3 электрона от атомов углерода, 2 электрона от азота и один захваченный электрон. Система уровней представлена на рисунке 1.2.

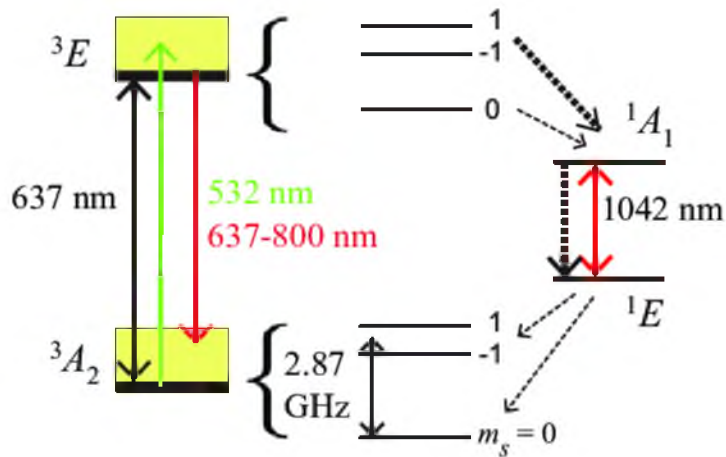


Рисунок 1.2 — Система уровней отрицательно заряженного центра окраски азот-вакансия

Оптические уровни NV центра фоновно-уширенные с вкладом бесфононной линии около 5%. С одной стороны это позволяет пользоваться нерезонансной оптической накачкой и спектрально разделять излучение накачки от излучения флюоресценции. С другой стороны делает не очень удобным применение NV центров в качестве источника одиночных фотонов.

Наличие подсистемы синглетных уровней $^1A_1, ^1E$ имеет важное значение для применения NV центров. Дело в том, что во первых синглетный уровень имеет достаточно долгое время жизни, во вторых распад с возбужденного уровня происходит с $\Delta m_s \neq 0$ и таким образом населенность магнитного подуровня $m_s = 0$ не затрагивается данным переходом, а населенность магнитных подуровней $m_s = \pm 1$ распадается с коэффициентом ветвления 30% через синглет.

Так как время жизни возбужденного состояния порядка 14нс, время жизни синглетного состояния 300-500нс и распад через синглет происходит без излучения фотона, уменьшение сигнала флюоресценции можно связать с населенностью подуровней $m_s = \pm 1$.

Электронный спин NV центра характеризуется временем когерентности T_2^* порядка 200нс в плотных ансамблях и достигает нескольких микросекунд для NV центров в изотопически чистых алмазных пластинах, где существенно снижена концентрация углерода-13.

1.2 Поляризация ядерного спина NV центра

На данный момент наиболее распространены два протокола ядерной поляризации. Это поляризация при большом магнитном поле (500Гс), ESLAC, когда наступает пересечение ядерных подуровней на оптически возбужденном уровне энергии. [17]. Метод удобен тем, что для поляризации ядерного спина требуется только постоянное магнитное поле и оптическая накачка. Однако в этом его и недостаток, большое магнитное поле сложнее сделать равномерным в объеме большого ансамбля NV центров.

В отличие от ESLAC поляризация ядерного спина, предложенная в работе [18] использует перенос населенности электронного спина на ядерный. Подобная схема поляризации более сложна на практике, однако она возможна при малых магнитных полях (10Гс), что делает ее более удобной для применения с большими ансамблями NV центров.

Глава 2. Эффективная система возбуждения тонких и сверхтонких переходов NV центра

Чувствительность сенсоров, построенных на базе ансамблей NV центров растет как \sqrt{N} от числа NV центров N . Экстенсивное повышение чувствительности сенсора возможно за счет увеличения концентрации NV центров или увеличения объема используемого ансамбля. Увеличение концентрации NV центров в алмазе с природной концентрацией углерода-13 разумно до значений порядка 10 мд. Дальнейшее увеличение концентрации увеличивает взаимодействие между NV центрами и взаимодействие между NV и P центрами, что негативно сказывается на времени когерентности NV центра и приводит к уменьшению чувствительности сенсоров на базе NV центров.

Примером использования большого ансамбля может послужить работа по достижению спектральной плотности шума порядка нескольких pT/\sqrt{Hz} [2], где размеры алмаза не позволяют использовать подход, который с успехом применяется при исследовании одиночных NV центров - нанесение антенны-витка или антенны-микрострипы на поверхность алмаза.

Использование больших ансамблей NV центров в качестве сенсорных приложений требует также однородности переменного магнитного поля в объеме используемого кристалла.

И если магнитометр постоянного поля на базе NV центров не требует как высокой однородности и большой амплитуда поля, чтобы исключить уширение Раби спектральных линий [19], то в случае магнитометра переменного поля однородность частоты Раби в ансамбле влияет на максимальное количество импульсов схемы измерения. И как следствие может снизить чувствительность. Также для магнитометра переменного поля критичным параметром является амплитуда электромагнитного поля. Обычно в схемах динамической отстройки от окружения длина π - импульса не превышает 100нс, что соответствует частоте Раби от 5МГц.

Для измерения вращения с помощью NV центров в малых полях для управления ядерным спином используются импульсные последовательности для поляризации [18; 20] и для считывания - импульсный ОДМР с прикладыванием единичного π импульса на тонком переходе. Т.е. существует потребность

в антенне, возбуждающей тонкие переходы (диапазон частот - 2.8-3 ГГц) и имеющей высокую однородность поля внутри.

Существующие решения [21—24] 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 флуоресценции с алмаза, например магнитного картирования. Реализация данных антенн в виде печатной платы является несомненно плюсом, так как существенно облегчает экспериментальную реализацию.

2.1 Диэлектрический резонатор для управление электронным спином

Для управления ансамблем электронных спинов NV-центра в алмазе был предложен и исследован диэлектрический СВЧ резонатор [12].

2.1.1 Конструкция резонатора

Диэлектрический резонатор, представленный на рисунке 2.1, представляет собой цилиндр из высокодобротной керамики $\text{BaLn}_2\text{Ti}_4\text{O}_{12}$. Этот материал обладает высокой диэлектрической проницаемостью 80 и низким тангенсом диэлектрических потерь 0.0003. Сквозное отверстие диаметром 3.2мм обеспечивает доступ внутрь резонатора для размещения алмазной пластины с ансамблем NV-центров. Виток с током, соосный с цилиндром возбуждает внутри цилиндра TE_{01} моду с магнитным полем вдоль оси цилиндра.

Размеры резонатора были оптимизированы с помощью пакета CST Studio для получения резонансной частоты, отстроенной на 30 МГц от расщепления нулевого поля $D_{ZFS} = 2.87\text{ГГц}$. Для практического применения несомненно нужна антенна, которая может управлять обеими магнитными переходами NV центра, а значит с центральной частотой, равной D_{ZFS} . Однако, характеризовать проще отстроенную антенну, так как при этом можно выделить сигнал

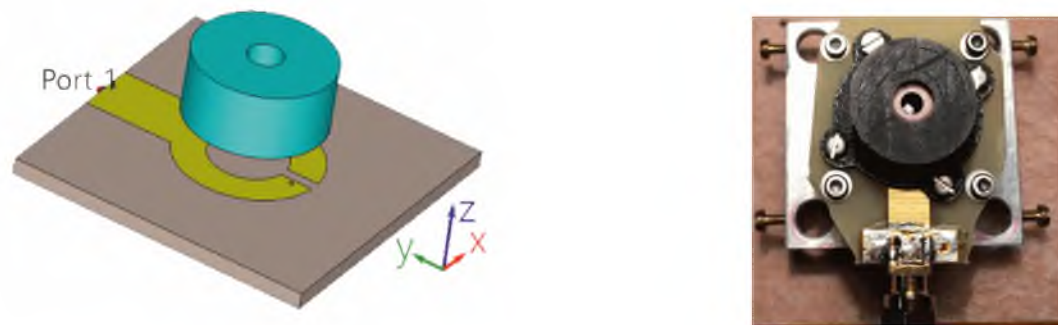


Рисунок 2.1 — Слева - модель диэлектрического резонатора, справа - фото собранного с накачивающей антенной диэлектрического резонатора

от одной из четырех ориентаций NV центров и однозначно трактовать сигнал Раби осцилляций. С учетом вышесказанного, размеры резонатора получились $D12.5 \times H6 \text{mm}$.

Резонатор был изготовлен и установлен в держатель, закрепленный на накачивающей его антенне. Измеренная векторным анализатором цепей miniVNA tiny резонансная частота составила 2828 МГц с шириной полосы 26 МГц.

2.1.2 Исследование структуры поля внутри резонатора

Для исследования структуры поля внутри резонатора использовался модифицированный конфокальный микроскоп, схема которого приведена на рисунке 2.2. В установку конфокального микроскопа добавлена возможность управления электронным спином при помощи модулирования микроволнового сигнала и оптической накачки с помощью платы смешанных сигналов (NI PCIe-7851R).

Внутри резонатора на фторопластовом держателе помещена алмазная пластина с плоскостью 111 нормальной к оси резонатора. В такой конфигурации магнитное поле резонатора не возбуждает переходы NV центров с ориентацией 111, но работает для управления остальными ориентациями. При помощи трехкоординатного столика алмаз был помещен в фокус конфокального микроскопа.

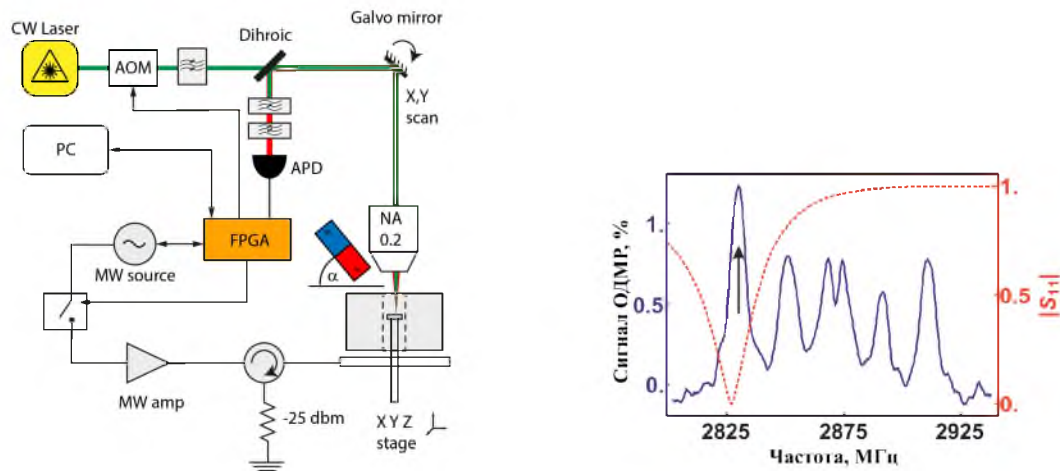


Рисунок 2.2 Слева - схема установки, используемой для исследования микроволнового поля внутри резонатора. Справа - сигнал ОДМР, полученный от алмаза внутри резонатора. Стрелкой показана выделенная ориентация NV центров, использованная для исследования поля. Красный график - зависимость коэффициента отражения резонатора от частоты. Минимум соответствует положению резонанса.

С помощью постоянного магнита, расположенного на поворотном держателе, и наблюдения сигнала ОДМР была выделена одна ориентация NV центров и частота резонанса для нее подстроена для исследования резонатора.

Резонатор, также размещенный на трехкоординатном столике может свободно двигаться относительно алмаза. Таким образом достигается возможность перемещения активного ансамбля NV центров относительно резонатора.

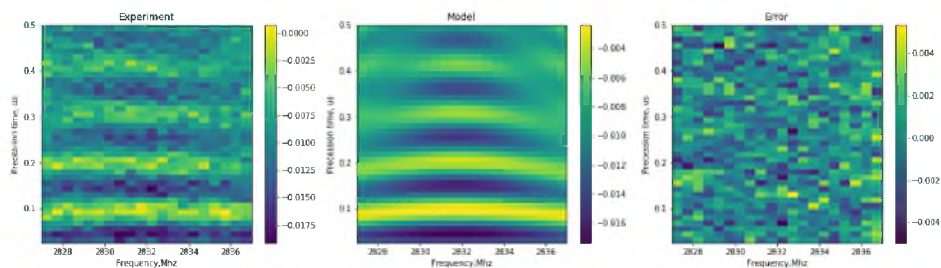


Рисунок 2.3 — Пример наблюдаемых Раби осцилляций. Слева - экспериментальные данные. Посередине - модельные данные. Справа - ошибка модели.

В эксперименте было исследовано распределение амплитуды поля в резонаторе вдоль его оси и для одного среза перпендикулярно оси резонатора.

Амплитуда поля была измерена путём наблюдения Раби осцилляций (рисунок 2.3) электронного спина NV центра. Для исключения влияния отстройки на измеряемую частоту Раби, дополнительно варьировалась частота микроволн. Частота Раби осцилляций связана с амплитудой магнитного поля формулой:

$$\Omega_R = \frac{\mu_B B}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \left(\frac{B_z}{B} \cos\Theta + \frac{B_R}{B} \cos\varphi \sin\Theta \right)^2}$$

Где Ω - угол наклона оси NV центра, φ - угол поворота точки наблюдения от проекции оси NV на плоскость XY. При расчете использовалась осевая симметрия поля внутри резонатора. Фактор $1/\sqrt{2}$ связан с линейной поляризацией магнитного поля и тем фактом, что адресуется переход для системы со спином 1.

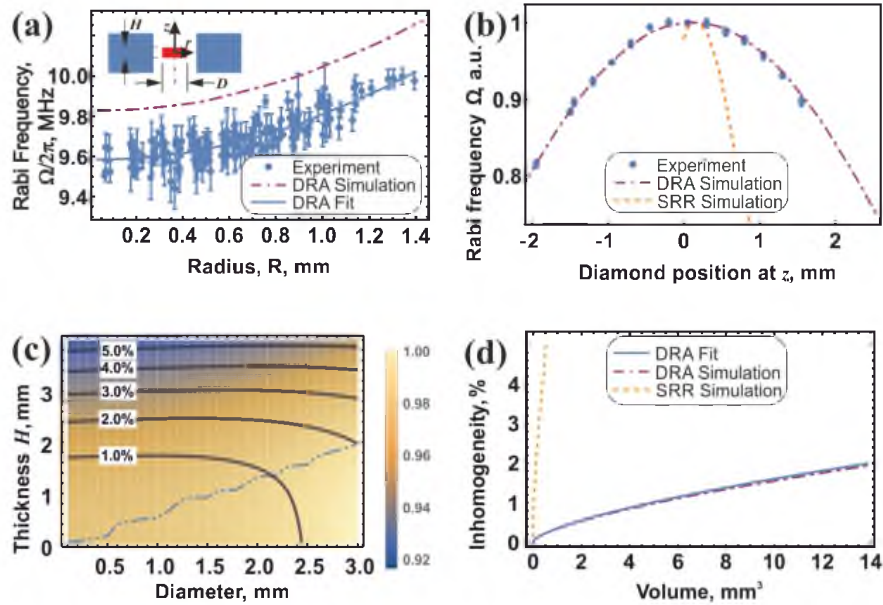


Рисунок 2.4 — а) Распределение частоты Раби в зависимости от удаления от центра резонатора (DRA), полученные экспериментально и из результатов моделирования в CST Studio. б) Распределение частоты Раби вдоль оси резонатора. Приведено сравнение с split ring resonator (SRR) [21]. в) Карта неоднородности 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 ансамбля

Перемещением резонатора вдоль оси Z было получено распределение поля вдоль оси Z в центре резонатора, рисунок 2.4b. Сравнение с SRR показывает, что DRA имеет большую однородность вдоль оси Z (для SRR - 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. Для того, чтобы обойти ограниченное поле зрения конфокального микроскопа, резонатор также передвигался в плоскости XY . Было снято три карты распределения частоты Раби конфокальным микроскопом, объединенные затем в одну на рисунке 2.5.

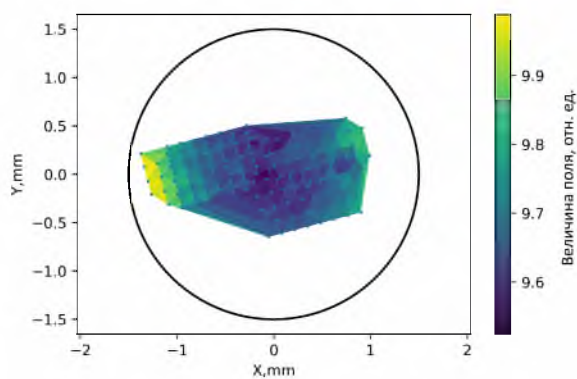


Рисунок 2.5 — Распределение частоты Раби в плоскости XY

Используя осевую симметрию полученные данные были преобразованы в зависимость частоты Раби от расстояния от оси резонатора, рисунок 2.4a. Было произведено сравнение полученных в эксперименте данных с данными, полученными из моделирования для такой же входной мощности. Расхождение составило менее 3%. Пользуясь этим фактом, 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 рисунке 2.4c. Также был рассчитан оптимальный размер ансамбля, с минимальной неоднородностью (отмечен штрих-пунктирной линией). Проведено сравнение неоднородности поля в DRA и SRR, рисунок 2.4d.

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 на объеме резонатора $7mm^2$ средне-квадратичная неоднородность не превышает 1%.

Следует отдельно отметить, что достигнутая частота Раби на таком большом объеме в 10МГц при входной мощности всего в 5Вт является неплохим подспорьем для реализации высокочувствительного DC магнетометра с небольшим энергопотреблением.

2.2 РЧ антенна для возбуждения сверхтонких переходов

Меньшее на 4 порядка гиромагнитное отношение ядерного спина приводит к тому, что он менее чувствителен к магнитному полю. Для измерения вращения данный факт делает применения ядерных спинов привлекательным. Однако он осложняет управление ядерным спином, так как при той же амплитуде переменного магнитного поля длины импульсов увеличиваются, что в итоге приводит к потере контраста из-за декогерентности.

При работе с малыми ансамблями или одиночными спинами обычно применяют нанесенные маской на алмаз витки с током или микрополоски и используют мощные РЧ усилители ($> 100\text{Вт}$).

Для полного контроля ядерного спина NV центра при малом магнитном поле необходима антенна, работающая на частотах 2.8МГц, 5МГц и 7.1МГц, соответствующих сверхтонким переходам. Однако для реализации схемы поляризации и измерения вращения достаточно только двух - или 5 и 7.1МГц или 2.8 и 5 МГц. Сделать эффективную антенну для двух диапазонов проще, чем для трех, что и было продемонстрировано в работе.

2.2.1 Двухрезонансная антенна

Схема двурезонансной антенны представлена на рисунке 2.6.

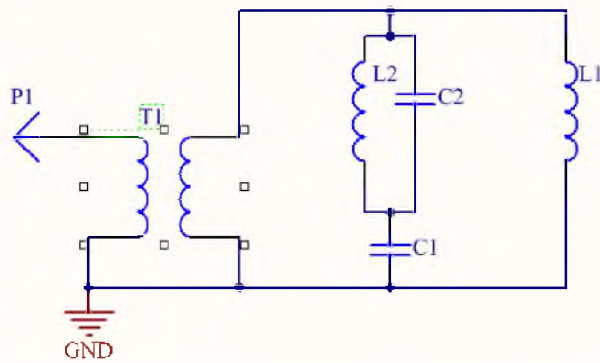


Рисунок 2.6 — Схема двурезонансной РЧ антенны для управления ядерным спином NV центра. L1 - катушка, формирующая поле в области ансамблей ядерных спинов

Добавление контура L2,C2 к колебательному контуру L1,C1 позволяет добиться появления еще одного резонанса токов. Подобрать параметры для катушки L1 диаметром 1.5мм с числом витков 20 получили следующую картину резонансов, измеренную при помощи векторного анализатора цепей miniVNA Tiny. Резонансные частоты при этом получились близкие к 5МГц и 7МГц (ри-

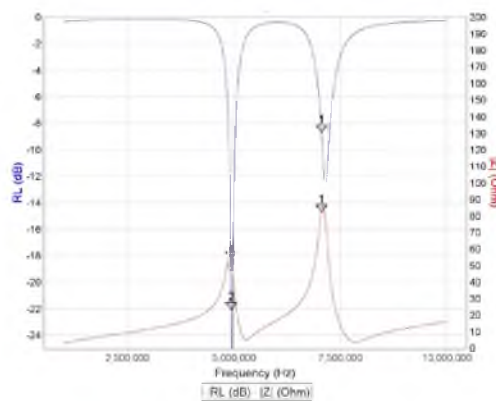


Рисунок 2.7 — Схема двурезонансной РЧ антенны для управления ядерным спином NV центра. L1 - катушка, формирующая поле в области ансамблей ядерных спинов

сунк 2.7) Для исследования поля, которое получается в центре антенны были проведены измерения с использованием ядерного спина азота, в том числе демонстрирующие возможности управления ансамблем ядерных спинов.

2.2.2 Поляризация ядерного спина

Используя модифицированный протокол рекурсивной поляризации[18] с использованием 1 итерации и одного радиочастотного импульса на частоте 7МГц.

Первым шагом была просканирована частота и длительность радиочастотного импульса, карта которой показала, что радиочастотный π импульс имеет длительность 27мкс, соответствующий частоте Раби 18кГц. что с учетом гиромагнитного соотношения азота дает величину переменного магнитного поля антенны, равную 85Гс при мощности сигнала на входе 30Вт. Дальнейшая опти-

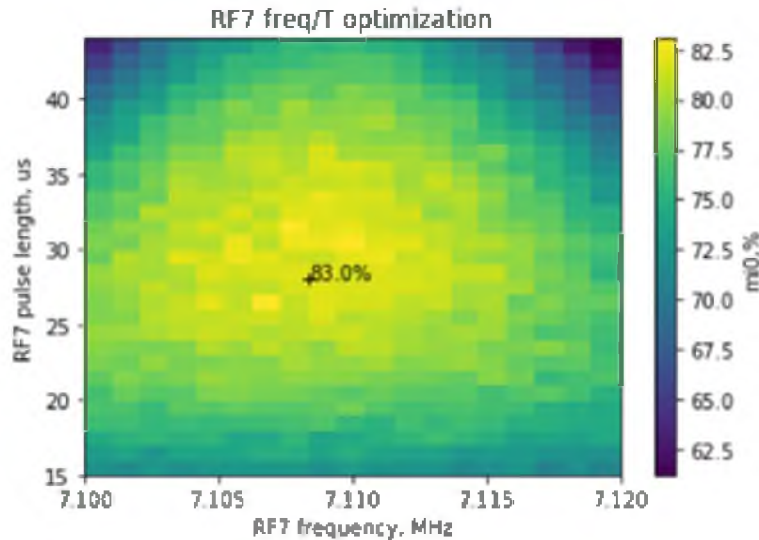


Рисунок 2.8 — Оптимизация поляризации ядерного спина путем подстройки частоты радиоимпульса и его длительности

мизация импульса считывания после поляризации продемонстрировала степень поляризация ядерного подуровня $m_i = 0$ в данном эксперименте 95%, что показано на рисунке ??.

2.2.3 Рамзи спектроскопия ядерного спина подуровня $m_s = 0$

Для демонстрации работы антенны в диапазоне 5МГц был проведен эксперимент по наблюдению Раби осцилляций между ядерными подуровнями $m_i = 0$

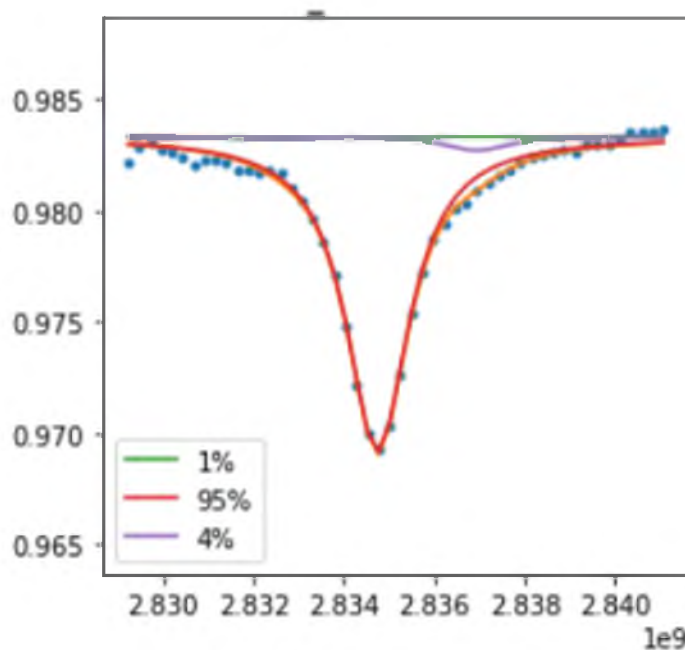


Рисунок 2.9 — Поляризация ядерного спина

и $m_i = \pm 1$, причем расщепление между подуровнями $m_i = \pm 1$ оказалось мало в сравнении с частотой Раби, которую реализовала РЧ антенна.

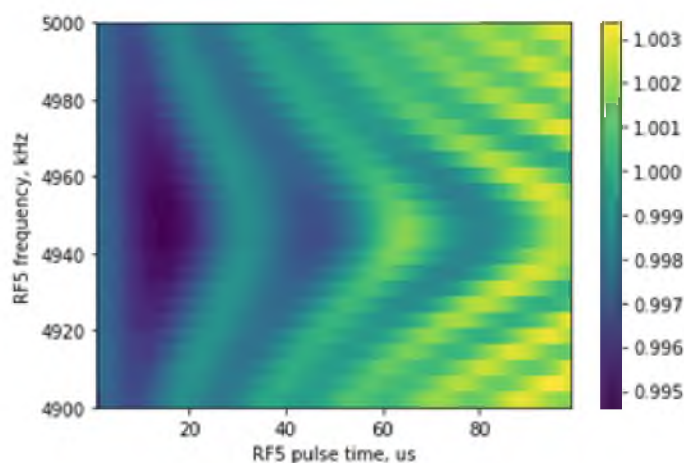


Рисунок 2.10 — Раби осцилляции между ядерными подуровнями $m_i = 0$ и $m_i = \pm 1$

Полученная частота Раби - 31.75кГц.

При известной длительности π импульса на частоте 5МГц было произведено измерение времени когерентности T_2^* для системы ядерных подуровней $m_i = -1$ и $m_i = +1$ путем проведения Рамзи спектроскопии. Так как спектро-

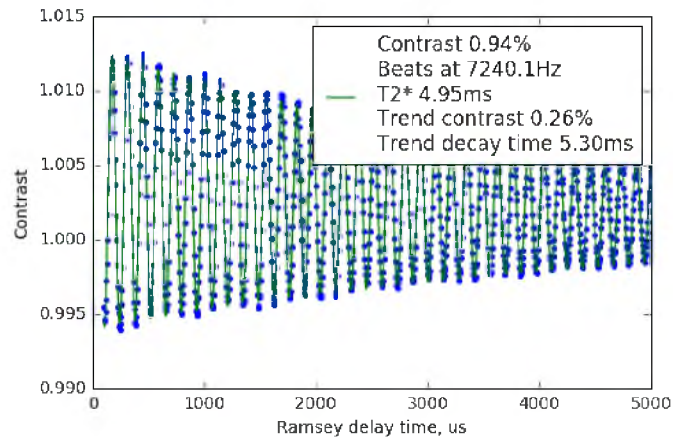


Рисунок 2.11 — Рамзи спектроскопия ядерного спина

скопия проводилась для трехуровневой системы, соответственно и $\frac{\pi}{2}$ импульс был заменен на π импульс.

Полученное время когерентности 4.95мс соответствует характерным временам когерентности ядерного спина NV центра.

Глава 3. Температурная зависимость компонент сверхтонкого взаимодействия ядерного спина азота в NV центре

Изменение температуры кристалла алмаза приводит к изменению геометрического положения атомов в решетке, в том числе взаимного расположения атомов углерода и азота в NV центре. Как следствие меняется распределение волновых функций электронов в области вакансии и ядра атома азота. Расщепление в нулевом поле электронного спина D_{ZFS} обусловлено диполь-дипольным взаимодействием неспаренных электронов, находящихся в области вакансии [25]. При изменении постоянной решетки меняется и величина диполь-дипольного взаимодействия.

Температурная зависимость величины расщепления в нулевом поле для электронного спина была измерена в работах [26; 27]. Было показано, что $\frac{\partial D_{ZFS}}{\partial T} = -74.2 \text{ kHz/K}$ - коэффициент изменения расщепления электронного спина от температуры в области комнатных температур.

Несложно предположить, что изменение постоянной решетки также влияет и на ферми контактное взаимодействие и диполь-дипольное взаимодействие электронного спина с ядерным спином азота или иным ядерным спином, находящимся поблизости. Например, в работе [28] было продемонстрировано и измерено изменение сверхтонкого взаимодействия между электронным и ядерным спином углерода-13, находящегося в ближайшем к вакансии месте кристаллической решетки. Полученный в работе результат показывает, что сверхтонкое взаимодействие между электронным спином NV центра и спином азота по-видимому также зависит от температуры.

Рассмотрим влияние температурной зависимости сверхтонкого взаимодействия на измерение угловой скорости вращения, описанное в работе [6]. Измерение использует Рамзи спектроскопию частоты перехода F_{nuc1} между ядерными подуровнями $|m_I = 0 \rangle$ и $|m_I = +1 \rangle$ на магнитном подуровне $|m_s = 0 \rangle$. Полученная в результате измерения частота будет включать три величины:

$$F_{nuc1} = P + \gamma_N B_z + F_{rotz}$$

где P - параметр квадрупольного расщепления ядерного спина, $\gamma_N B_z$ - ядерный эффект Зеемана, F_{rotz} - проекция угловой скорости на ось кванто-

вания. При вычислении проекции угловой скорости вращения F_{rotz} из F_{nuc1} , погрешность определения квадрупольного расщепления может оказаться фактором, ограничивающим точность измерения угловой скорости с помощью ядерного спина NV центра.

Для ответа на этот вопрос в рамках данной работы была впервые измерена температурная зависимость квадрупольного расщепления P ядерного спина азота, а также температурная зависимость сверхтонкого взаимодействия A_{\parallel} .

3.1 Описание эксперимента

Для определения компонент сверхтонкого расщепления использовалась экспериментальная установка для исследования ансамблей NV центров дополненная возможностью изменения температуры образца при помощи горячего воздуха, подаваемого на алмазную пластину. Используемое в процессе работы постоянное магнитное поле составляло 11.8Гс.

Рассмотрим гамильтониан основного оптического состояния NV центра, в который включены компоненты сверхтонкого взаимодействия:

$$H = D_{ZFS}S_z^2 + \gamma_e B_z S_z + A_{\parallel} S_z I_z + P I_z^2 + \gamma_n B_z I_z \quad (3.1)$$

Здесь исключены недиагональные компоненты, эффективно усредняющиеся в силу больших значений D_{ZFS} и P . Соответствующая схема энергетических уровней представлена на рисунке 3.1.

Частоты дипольно разрешенных сверхтонких переходов, указанные на рисунке 3.1 получаются из записанного ранее гамильтониана (3.1):

$$\left. \begin{aligned} F_{PЧ1} &= P - A_{\parallel} + \gamma_n B_z \\ F_{PЧ2} &= P + A_{\parallel} + \gamma_n B_z \\ F_{PЧ1'} &= P - A_{\parallel} - \gamma_n B_z \\ F_{PЧ2'} &= P + A_{\parallel} - \gamma_n B_z \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

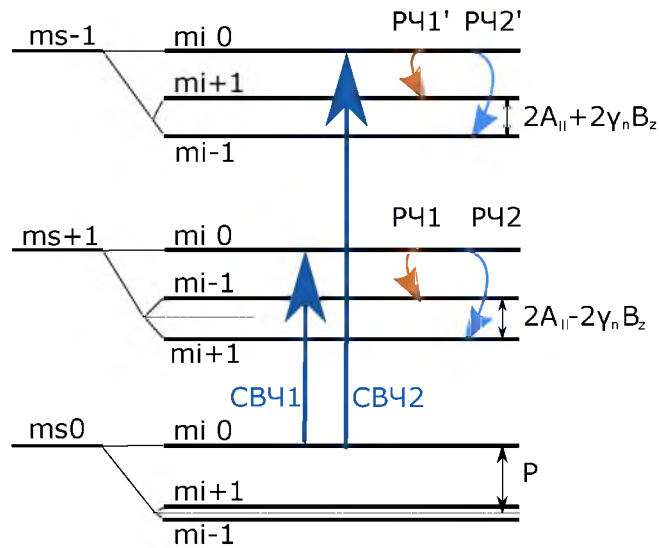


Рисунок 3.1 — Схема энергетических уровней NV центра с обозначением переходов, спектроскопируемых СВЧ и РЧ полями в процессе измерения температурной зависимости сверхтонких компонент.

Откуда при известных значения частот переходов получаются значения $A_{||}$ и P :

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{1}{4}(F_{РЧ1} + F_{РЧ2} + F_{РЧ1'} + F_{РЧ2'}) \\ A_{||} &= \frac{1}{4}(F_{РЧ2} - F_{РЧ1} + F_{РЧ2'} - F_{РЧ1'}) \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Для спектроскопии сверхтонких переходов используется последовательность импульсов, изображенная на рисунке 3.2. Рассмотрим работу последова-

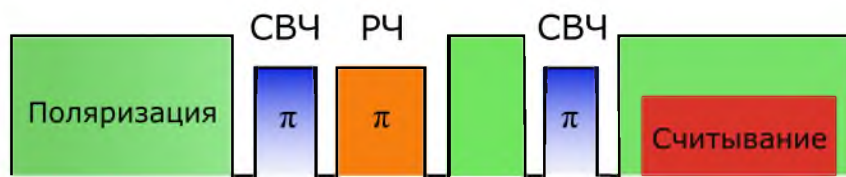


Рисунок 3.2 — Схема прикладываемых импульсов в течение одного измерения.

СВЧ это или сигнал СВЧ1, или СВЧ2. РЧ это или сигнал РЧ1, или РЧ2.

тельности импульсов

1. Лазерный импульс длительностью 200мкс за счет оптической поляризации происходит перевод системы в состояние $|m_s = 0\rangle$.
2. СВЧ π импульс длительностью 1мкс.
3. РЧ π импульс длительностью 200мкс.

4. Лазерный импульс длительностью 200мкс. Происходит перенос поляризация системы в состояние в состоянии $|m_s = 0 \rangle$. При этом в некоторой степени сохраняется населенность ядерных подуровней, полученная после РЧ импульса.
5. Пробный СВЧ π импульс длительностью 1мкс.
6. Лазерный импульс длительностью 200мкс. По сигналу флюоресценции происходит измерение населенности подуровня $|m_s = 0 \rangle$.

Длительность СВЧ импульса выбрана таким образом, чтобы уширение Раби при получении сигнала не превышало ширину линии магнитного перехода для выбранной алмазной пластины. Длительность РЧ импульса выбрана минимально возможной при максимальной мощности на выходе РЧ усилителя. Амплитуды полей в диапазоне 7.1 и 2.8 МГц были подстроены таким образом, чтобы ширина спектральной линии при детектировании частот РЧ1 и РЧ2 была одинаковой.

Положим, что на шаге 2 частота СВЧ совпала с частотой перехода СВЧ1 $|m_s = 0, m_i = 0 \rangle \langle - \rangle |m_s = +1, m_i = 0 \rangle$, а частота РЧ, совпала с частотой перехода РЧ1 $|m_s = +1, m_i = 0 \rangle \langle - \rangle |m_s = +1, m_i = -1 \rangle$. Тогда перед 4 шагом распределение населенности ядерных подуровней изменится по отношению к начальному распределению. Пробный импульс на шаге 5 переведет меньшую часть населенности магнитного подуровня в состояние $|m_s = +1 \rangle$ и как следствие сигнал оптически-детектируемого резонанса будет меньше. Следовательно при совпадении частоты РЧ с частотой одного из сверхтонких переходов форма сигнала оптически-детектируемого резонанса изменится. А именно уменьшится контраст пиков в ОДМР, соответствующих ядерным подуровням, затрагиваемым РЧ импульсом.

Для измерения сверхтонких переходов производится сканирование частоты РЧ. Для каждой частоты РЧ осуществляется сканирование частоты СВЧ. Между соседними измерениями распределение ядерных населенностей термализуется при помощи оптической накачки. Из-за неполной термализации, от точки к точке частично сохраняется память предыдущего измерения. Чтобы исключить влияние эффекта памяти на измерение РЧ частот, выбран порядок сканирования вначале РЧ, затем СВЧ. При удалении от резонансных частот, перераспределение населенности ядерного спина не происходит, и как следствие к началу следующего шага по РЧ частоте распределение населенность ядерного спина находится в термальном состоянии.

Для получения температурной зависимости сверхтонких компонент, необходима возможность измерения температуры алмаза и ее изменения. Тут на помощь приходит зависимость $D_{ZFS}(T)$, исследованная в работах [26; 27]. Для измерения температуры достаточно знать частоты переходов $|m_s = 0, m_i = 0\rangle \leftrightarrow |m_s = +1, m_i = 0\rangle$ и $|m_s = 0, m_i = 0\rangle \leftrightarrow |m_s = -1, m_i = 0\rangle$. Полусумма измеренных частот равна D_{ZFS} . При сканировании частоты РЧ диапазон сканирования выбирается таким образом, чтобы была область карты, где РЧ поле не искажает сигнал ОДМР. Модель 3 линий лоренцевской формы подгоняется под неискаженные данные ОДМР, для того чтобы найти искомую частоту.

Изменение температуры осуществляется подачей горячего воздуха от термофена для пайки в область, где находится алмаз. Термофен имеет плавную регулировку температуры горячего воздуха, что позволяет плавно варьировать температуру алмаза.

3.2 Методика измерения

Для проведения одного измерения набора из 4х частот, необходимых для вычисления P, A_{\parallel} производится сканирование частоты РЧ поля в диапазонах [2.76; 2.808], [7.081; 7.139] МГц и сканирование частоты СВЧ поля в диапазонах [2830; 2846], [2895; 2911] МГц с количеством точек на поддиапазон 100 для РЧ и 50 для СВЧ. Результатом сканирования является двумерная карта. Пример такой карты представлен на рисунке 3.3.

На примере $F_{РЧ1}$, соответствующего поддиапазону слева внизу на рисунке 3.3, рассмотрим как происходит обработка карты для вычисления температуры и $F_{РЧ2}, F_{РЧ1}, F_{РЧ2}, F_{РЧ1}$.

1. Из карты выделяются данные неискаженного РЧ полем сигнала ОДМР. Для этого карта усредняется по РЧ для набора данных из области граничных частот РЧ, как показано на левой нижней части рисунка 3.3. Полученные данные представлены на рисунке 3.4 слева. Усреднение по граничным частотами позволяет усреднить температуру за время одной итерации.

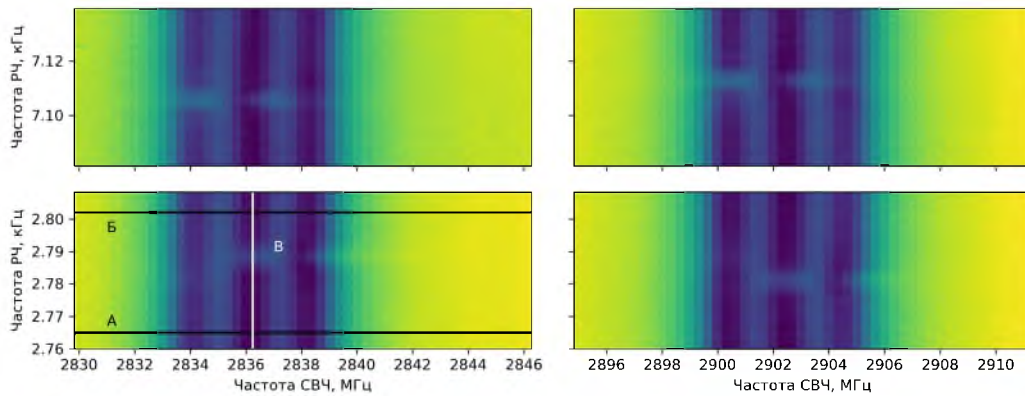


Рисунок 3.3 — Двумерная карта сканирования по частоте РЧ и СВЧ. В силу двух диапазонов РЧ и СВЧ карта разбита на четыре части. На левой нижней части отмечены линии А,Б вдоль которых берутся данные для определения резонансной частоты СВЧ1 и сечение В, вдоль которого берутся данные для определения частоты РЧ2

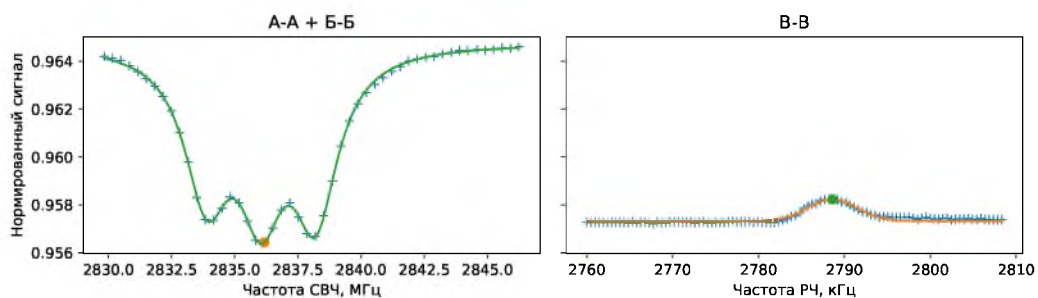


Рисунок 3.4 — Слева - усредненный по линиям А и Б (рисунок 3.3) данные ОДМР. Сплошной кривой изображена модельная кривая построенная по данным. Красной точкой отмечена найденная частота СВЧ1. Справа - срез данных рисунка 3.3 вдоль линии В. Зеленой точкой отмечен резонансный пик, соответствующий частоте РЧ1. Ось Y у графиков общая.

2. Полученные данные ОДМР подгоняются под модель 3 лоренцевских контура, соответствующих разным сверхтонким компонентам в ОДМР. Таким образом находится частота СВЧ1.
3. По частоте СВЧ1 строится срез вдоль линии В. Данные среза показаны на рисунке 3.4 справа. Полученные данные подгоняются под модель лоренцевского контура для определения резонансной частоты $F_{РЧ1}$.

Частота СВЧ1 усредняется по РЧ поддиапазнам. После обработки карты из полусуммы частот СВЧ1, СВЧ2 вычисляется значение D_{ZFS} . Изменение

D_{ZFS} от начального стационарного значения (с выключенным феном) дает изменение температуры алмаза относительно стационарного значения температуры согласно формуле:

$$\Delta T = \frac{D_{ZFS} - D_{ZFS}^{(0)}}{\frac{\partial D_{ZFS}}{\partial T}} \quad (3.4)$$

Полученные в результате обработанные данные для сверхтонких переходов представлены на рисунке 3.5

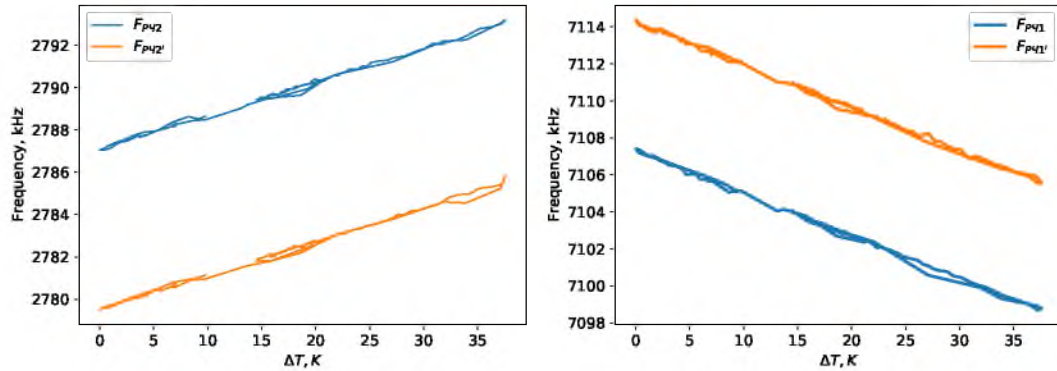


Рисунок 3.5 — Значение резонансных частот в зависимости от изменения температуры

Используя формулы (3.3) получаем значения A_{\parallel} , P в зависимости от изменения температуры алмаза. Полученные результат представлен на рисунке 3.6.

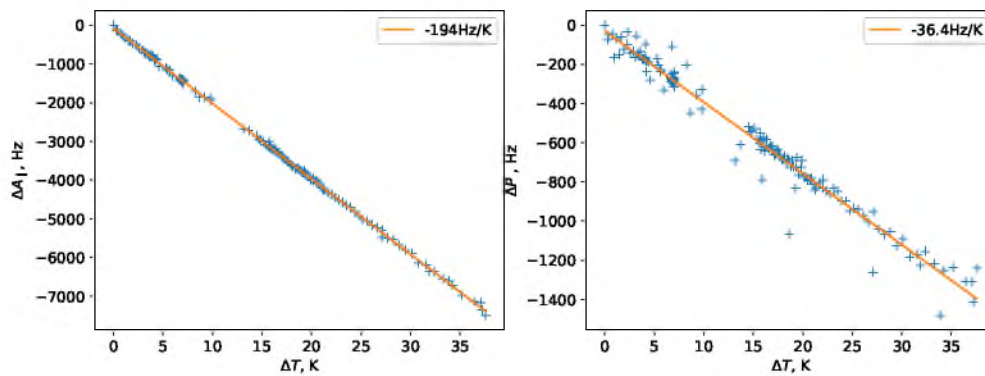


Рисунок 3.6 — Зависимость значения частоты сверхтонких констант от изменения температуры

Из линейной регрессии получены коэффициенты :

$$\frac{\partial A_{\parallel}}{\partial T} = -194 \pm 2 \frac{Hz}{K}$$

$$\frac{\partial P}{\partial T} = -36 \pm 1 \frac{\text{Hz}}{\text{K}}$$

Следует отметить тот факт, что в данном случае для оценки температуры использовалась зависимость D_{ZFS} от температуры.

3.3 Выводы

Достижение точности определения угловой скорости в $10 \text{ deg}/\sqrt{h}$ (что эквивалентно $4.6 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ и соответствует уровню гироскопов для ответственных ИНС) при использовании Рамзи спектроскопии ядерного спина требует точности определения или стабилизации температуры алмаза не хуже $\approx 13 \mu\text{K}/\sqrt{\text{Hz}}$, что ставит под сомнение практическую реализуемость гироскопа с использованием данного принципа.

Решением данной проблемы может быть методика, где накопление полезного сигнала в Рамзи спектроскопии происходит между ядерными подуровнями с $m_i = +1$ и $m_i = -1$. При использовании NV центра, подобную схему измерения можно построить на уровнях энергии $|m_s = 0, m_i = +1 \rangle$ и $|m_s = 0, m_i = -1 \rangle$ при малом магнитном поле. Использование же магнитных подуровней с $|m_s = \pm 1 \rangle$ добавит зависимость от A_{\parallel} и как следствие температурный дрейф сигнала вращения.

Заключение

1. Исследован СВЧ диэлектрический резонатор для управления ансамблями электронных спинов с частотой Раби 10МГц при мощности 5Вт и однородностью в объеме $7mm^2$ не хуже 1%
2. Исследована двухчастотная антенна для управления ансамблями ядерных спинов. Продемонстрирована поляризация ядерного спина 95%. Получены частоты Раби для перехода на 7МГц -18кГц и для перехода на 5МГц 31.75кГц. Измерено время когерентности T_2^* ядерного спина, равное 4.95мс.
3. Исследована температурная зависимость сверхтонкого взаимодействия в NV центре. Получены температурные коэффициенты для квадрупольного расщепления - $-36 \pm 1 \frac{Hz}{K}$. Для спин-спинового взаимодействия - $-194 \pm 2 \frac{Hz}{K}$.

Полученные результаты являются достаточной опорой для проведения измерения вращения с использованием ядерных спинов NV центров.

Список сокращений и условных обозначений

NV центр	Nitrogen Vacancy, центр окраски азот-вакансия
ОДМР	Оптически-дектируемый магнитный резонанс
РЧ сигнал	Радиочастотный сигнал, используется в контексте обращения к ядерным подуровням
СВЧ сигнал	Сверхвысокочастотный сигнал, , используется в контексте обращения к электронным подуровням
<i>ZFS</i>	Zero field splitting, расщепление в нулевом поле
ИНС	Инерциальная навигационная система

Список литературы

1. Non-invasive detection of animal nerve impulses with an atomic magnetometer operating near quantum limited sensitivity / K. Jensen [и др.] // *Scientific Reports*. — 2016. — Июль. — Т. 6. — С. 29638.
2. Broadband magnetometry and temperature sensing with a light trapping diamond waveguide / H. Clevenson [и др.] // *Nature Physics*. — 2015. — Т. 11, May. — С. 393–397. — arXiv: [1406.5235](https://arxiv.org/abs/1406.5235). — URL: <http://arxiv.org/abs/1406.5235>.
3. Nanometre-scale thermometry in a living cell / G. Kucsko [и др.] // *Nature*. — 2013. — Июль. — Т. 500, № 7460. — С. 54–58.
4. Electric-field sensing using single diamond spins / F. Dolde [и др.] // *Nature Physics*. — 2011. — Апр. — Т. 7. — С. 459–463.
5. Nanoengineered Diamond Waveguide as a Robust Bright Platform for Nanomagnetometry Using Shallow Nitrogen Vacancy Centers / S. A. Momenzadeh [и др.]. — 2014.
6. Liquid-state nuclear spin comagnetometers / M. P. Ledbetter [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2012. — Т. 108, № 24. — С. 1–5. — arXiv: [arXiv: 1201.4438v2](https://arxiv.org/abs/1201.4438v2).
7. *Ajoy, A.* Stable three-axis nuclear-spin gyroscope in diamond / A. Ajoy, P. Cappellaro // *Physical Review A*. — 2012. — Т. 86, № 6. — С. 062104.
8. *Meyer, D.* Nuclear magnetic resonance gyro for inertial navigation / D. Meyer, M. Larsen // *Gyroscopy and Navigation*. — 2014. — Т. 5, № 2. — С. 75–82. — URL: <http://link.springer.com/10.1134/S2075108714020060>.
9. *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).
10. *Woodman, K. F.* The Nuclear Magnetic Resonance Gyroscope: A Review / K. F. Woodman, P. W. Franks, M. D. Richards // *Journal of Navigation*. — 1987. — Т. 40, № 3. — С. 366–384.

11. Microwave Antenna for Exciting Optically Detected Magnetic Resonance in Diamond NV Centers / V. V. Soshenko [и др.] // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2018. — Август. — Т. 45, № 8. — С. 237–240. — URL: <https://doi.org/10.3103/S1068335618080043>.
12. 3D Uniform Manipulation of NV Centers in Diamond Using a Dielectric Resonator Antenna / P. Kapitanova [и др.] // JETP Letters. — 2018. — Ноябрь. — Т. 108, № 9. — С. 588–595. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364018210014>.
13. Properties of nitrogen-vacancy centers in diamond: the group theoretic approach / J. Maze [и др.] // New Journal of Physics. — 2011. — Т. 13, № 2. — С. 025025.
14. Spin dynamics in the optical cycle of single nitrogen-vacancy centres in diamond / L. Robledo [и др.] // New Journal of Physics. — 2011. — Т. 13. — arXiv: [1010.1192](https://arxiv.org/abs/1010.1192).
15. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond / M. W. Doherty [и др.] // Physics Reports. — 2013. — Т. 528, № 1. — С. 1–45.
16. *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). — URL: <http://arxiv.org/abs/1504.05990>.
17. Optical polarization of nuclear ensembles in diamond / R. Fischer [и др.] // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. — 2013. — arXiv: [1202.1072](https://arxiv.org/abs/1202.1072).
18. Recursive polarization of nuclear spins in diamond at arbitrary magnetic fields / D. Pagliero [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 105, № 24. — arXiv: [arXiv:1412.5441](https://arxiv.org/abs/1412.5441).
19. Avoiding power broadening in optically detected magnetic resonance of single NV defects for enhanced dc magnetic field sensitivity / A. Dréau [и др.] // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. — 2011. — Т. 84, № 19. — С. 1–9. — arXiv: [1108.0178](https://arxiv.org/abs/1108.0178).
20. *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).

21. Efficient, uniform, and large area microwave magnetic coupling to NV centers in diamond using double split-ring resonators / K. Bayat [и др.] // Nano Letters. — 2014. — Т. 14, № 3. — С. 1208–1213.
22. Broadband, large-area microwave antenna for optically-detected magnetic resonance of nitrogen-vacancy centers in diamond / K. Sasaki [и др.]. — 2016. — arXiv: [1605.04627](https://arxiv.org/abs/1605.04627). — URL: <http://arxiv.org/abs/1605.04627%7B%5C%7D0Ahttp://dx.doi.org/10.1063/1.4952418>.
23. Polarization- and frequency-tunable microwave circuit for selective excitation of nitrogen-vacancy spins in diamond / J. Herrmann [и др.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Т. 109, № 18. — С. 1–5. — arXiv: [1609.04492](https://arxiv.org/abs/1609.04492). — URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4967378>.
24. Circularly polarized microwaves for magnetic resonance study in the GHz range: Application to nitrogen-vacancy in diamonds / M. Mrózek [и др.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Т. 107, № 1.
25. *He, X.-f. $I_i=0^+1$ ($i_i=0$)* / X.-f. He, N. B. Manson, P. T. H. Fisk. — 1993.
26. Temperature dependence of the nitrogen-vacancy magnetic resonance in diamond / V. M. Acosta [и др.] // Physical Review Letters. — 2010. — Т. 104, № 7. — С. 1–4. — arXiv: [0911.3938](https://arxiv.org/abs/0911.3938).
27. Nanometre-scale thermometry in a living cell / G. Kucsko [и др.] // Nature. — 2013. — Июль. — Т. 500, № 7460. — С. 54–58.
28. Temperature dependence of the C 13 hyperfine structure of the negatively charged nitrogen-vacancy center in diamond / M. S. Barson [и др.] // Physical Review B. — 2019. — Т. 99, № 9. — С. 1–7.