

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт им П.Н. Лебедева

Российской академии наук

На правах рукописи

Воробьев Вадим Владиславович

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ СПИН-ФОТОННЫХ
ИНТЕРФЕЙСОВ НА БАЗЕ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В АЛМАЗЕ

Специальность: 01.04.05 – Оптика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук

Вадим Николаевич Сорокин

Москва – 2017

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Излучение центра окраски в алмазе	16
1.1. Центры окраски в алмазе	16
1.1.1. Классификация алмазов	16
1.1.2. NV центр окраски	20
1.2. Однофотонное излучение	27
1.3. Генерация однофотонного излучения	31
1.4. Регистрация однофотонного излучения (измерение автокорреляционной функции второго порядка)	33
Глава 2. Широкополосное усиление излучательной способности NV центра, расположенного на гиперболическом метаматериале (ГММ)	36
2.1. Исследование излучения NV центра в окрестности ГММ	36
2.1.1. Гиперболический метаматериал	36
2.1.2. Численное моделирование и теоретический анализ поведения NV центра на ГММ	37
2.1.3. Экспериментальное исследование	38
2.2. Подготовка образцов	45
2.2.1. Подготовка раствора наноалмазов	45
2.2.2. Нанесение алмазно-полимерной смеси на плоские подложки	47
2.2.3. Подготовка поверхности	49
2.3. Конфокальный микроскоп	49
2.3.1. Измерения в режиме временной корреляции	51
Глава 3. Однофотонный сверхпроводящий детектор для видимого и ближнего инфракрасного диапазона	54
3.1. Устройство и характеристики детектора	55
3.2. Использование детектора на максимальных скоростях счета фотонов	57
3.3. Тестирование детектора в реальном эксперименте: исследование излучения NV центра на поверхности ГММ. Сравнение с лавинным фотодиодом	58

3.4. Выводы	60
Глава 4. Создание оптоволоконного интерфейса для NV центра	62
4.1. Вытянутое волокно как интерфейс между одиночным излучателем и волоконной оптической модой	63
4.2. Адиабатическое вытягивание оптического волокна	64
4.3. Численное моделирование системы NV центр - вытянутое волокно	65
4.4. Экспериментальная реализация системы NV центр на вытянутом волокне	67
4.5. Исследование причин возникновения паразитных шумов в оптоволоконном канале и способы борьбы с ними	71
4.6. Подготовка раствора нанодiamondов	77
4.6.1. Химическая функционализация поверхности нанодiamondа	77
4.7. Нанесение ансамбля алмазов на не плоские поверхности	78
4.7.1. Нанесение алмазов на волокно	80
4.7.2. Нанесение алмазов на вытянутое волокно	80
Заключение	82
Список литературы	85

Введение

Актуальность темы исследования

Развитие современного общества тесно переплетено с развитием информационных технологий. Компьютеры стали неотъемлемой частью нашей реальности. В последнее время большой скачок произошел в области мобильной сотовой сети и мобильного интернета. С ростом доступности информации все более остро встает вопрос её безопасности. Одним из возможных решений проблемы является разработка квантовых линий связи [1], которые позволяют обеспечить защиту передаваемой информации на уровне фундаментальных физических законов. Принцип защиты квантовых линий связи базируется на невозможности копирования единичного квантового состояния [2], что защищает информацию от копирования злоумышленниками. Квантовые линии связи на расстояние до 150 километров были реализованы, например, в работе [3]. Однако, в силу экспоненциально растущих с длиной потерь в волоконном канале передачи, для создания сети, способной работать на больших расстояниях, необходимы квантовые повторители, позволяющие копировать квантовую информацию, но при этом обеспечивающие защиту от прослушивания злоумышленниками. Существуют различные типы повторителей [4, 5, 6], сводящих экспоненциальную зависимость потерь от расстояния к полиномиальной. Реализация таких систем нуждается в надежной квантовой памяти [7], а также в источниках детерминированных, в том числе однофотонных и перепутанных, состояний света. Несмотря на существование экспериментальных демонстраций отдельных элементов (однофотонных источников света [8, 9, 10], квантовой памяти [11]), их использование ограничено отсутствием технологии эффективных и надежных интерфейсов для взаимодействия с квантовыми системами, лежащими в их основе.

Развитие вычислительных систем имеет естественное развитие в области квантовых вычислений. Впервые идея квантовых вычислений была предложена в 1976 году Романом Ингарденом [12]. Чуть позже в своей знаменитой лекции 1981 года в Массачусетском Технологическом Институте Р. Фейнман замечает [13], что невозможно эффективно промоделировать эволюцию квантовой системы на классическом компьютере, и предложил для этой задачи использовать квантовый компьютер. В настоящее время, используемый в основном в современных компьютерах метод увеличения производительности за счет уменьшения размера транзистора испытывает все большие трудно-

сти в поддержании роста производительности вычислительных систем в соответствии с законом Мура [14]. Одним из перспективных решений проблемы считается идея использовать вместо дискретной логики битов 0 и 1 квантовую логику, оперирующую со всевозможным суперпозициями 0 и 1 в комплексном пространстве. Показано, что такие машины способны эффективно решать задачи, трудные в решении для классического компьютера, например, задачу разложения большого числа на простые множители [15], или вычисление энергетических уровней сложных молекул [16], что открывает новые возможности в повышении скорости и точности вычислений. Экспериментально была продемонстрирована работоспособность квантовых симуляторов и квантовых вычислительных систем на базе различных физических систем: охлажденных ионов в ловушке Паули [17, 18], сверхпроводящих контактов Джозефсона [19, 20, 16], квантовых точек [21], центров окраски в алмазе [22] и других систем. Однако ясно, что создание массового компьютера нового поколения потребует использования твердотельной чип-совместимой технологии.

Квантовые сенсоры являются естественным развитием классических аналогов. Поведение квантовых систем сильно зависит от свойств окружающей среды, позволяя тем самым измерять температуру внутри живой клетки [23], давление [24], ускорение [25], величину магнитного и электрического полей [26], плотность электромагнитных мод [27], вращение [28, 29, 30] или время [31] с высокой точностью. Создание подобных сенсоров проходит этап перехода из стадии научно-исследовательских работ и подтверждения принципа работы к стадиям опытно-конструкторских работ и созданию первых прототипов. Однако, характеристики таких сенсоров могут быть существенно улучшены за счет создания эффективного интерфейса для их чувствительных элементов, т.е. эффективной оптической системы сбора фотонов.

Среди множества кандидатов на квантовую ячейку памяти центры окраски в алмазе обладают рядом конкурентных преимуществ, которые делают их одним из наиболее перспективных кандидатов для использования в квантовых приложениях. Среди этих дефектов можно выделить ряд наиболее интересных и исследуемых центров: Азот-Вакансия (NV), Кремний-Вакансия (SiV), Германий-Вакансия (GeV), Олово-Вакансия (SnV). Благодаря расположению в кристаллической решетке алмаза [32, 33] они совместимы с чип-технологией, стабильны при комнатной температуре, а также отличаются высокой температурной, химической и фото стабильностью. Совместимость с чип-тех-

нологией позволит создать масштабируемое производство подобных систем [34]. Особенности спиновой динамики делают центры окраски в алмазе пригодными для большинства требований квантовых приложений, так, например, в работе [35] время когерентности электронного спина в NV центре достигло нескольких миллисекунд, что позволяет осуществлять более 10^5 универсальных операций со спином. Таким образом, развитие квантовых вычислительных технологий, так же как квантовых линий связи и квантовых сенсоров, в существенной мере нуждается в развитии квантовых интерфейсов, в частности на базе центров окраски в алмазе. Из сказанного выше следует, что тема настоящей диссертационной работы является актуальной.

Для создания эффективных интерфейсов для одиночных квантовых систем необходимо решить задачу увеличения эффективности сбора излучения, а также задачу увеличения скорости спонтанной эмиссии системы для увеличения количества фотонов излучаемых системой.

В отличие от традиционных способов увеличения скорости спонтанной эмиссии, реализуемых за счет использования резонансных структур (резонаторы Фабри-Перо, плазмонные резонансы, резонансы Ми, фотонно-кристаллические резонаторы), способ с использованием метаповерхностей и метаматериаллов дает возможность создавать условия для возникновения эффекта Парселла в широком диапазоне длин волн излучателя. В частности, в рамках данной работы исследуется эффективность использования гиперболического метаматериала (ГММ), свойства которого оптимизированы под диапазон длин волн широкого спектра излучения Азотно-Вакансного (NV) центра в алмазе.

Традиционно для сбора излучения одиночного излучателя используются высокоапертурные объективы ($NA = 0.95, 1.49$), позволяющие собирать до одной четверти излучения. Однако общий показатель эффективности сбора излучения в установке конфокального микроскопа довольно низок - около 1 %. Естественным способом увеличения эффективности сбора одиночных фотонов и упрощения их доставки до потребителя может стать интеграция одномодового волокна с однофотонным излучателем. Стандартное одномодовое волокно обладает довольно низкой числовой апертурой - порядка 0.1. Для ее увеличения используют так называемые вытянутые оптические волокна. В данной работе исследуется эффективность использования адиабатически вытянутых

оптических волокон для целей увеличения эффективности сбора излучения от одиночных квантовых излучателей.

Цели и задачи диссертационной работы

Основной **целью** работы является создание эффективного квантового интерфейса для считывания информации с центров окраски в алмазе. Эффективность такого интерфейса характеризуется процентом собранного излучения при взаимодействии с центром окраски, а также уровнем шумов в интерфейсе. Важной целью является увеличение скорости спонтанной эмиссии центра окраски, что приводит к ускорению обмена информацией с квантовым объектом. Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Исследование и выбор подходящих наноалмазов, содержащих одиночные NV центры, и отработка технологии их нанесения на подложку. Измерение статистики радиационного распада, а также автокорреляционной функции второго порядка излучения NV центра. Оптимизация технологии подготовки алмазно-полимерных пленок для получения одиночных NV центров.
2. С целью увеличения скорости спонтанной эмиссии проведение исследования взаимодействия NV центров с гиперболическими метаматериалами (ГММ) и оценка эффективности использования ГММ для достижения цели работы. В частности, измерение кривых затухания флюоресценции одиночных NV центров на поверхности ГММ с различными параметрами, анализ распределения числа фотонов, полученных от одиночных NV центров на поверхности ГММ, сравнение полученного распределения с аналогичным распределением, полученным от одиночных NV центров на поверхности стекла.
3. С целью увеличения эффективности сбора излучения NV центра сопряжение наноалмаза, содержащего единичный NV-центр, с вытянутым волокном и последующее измерение статистики радиационного распада и автокорреляционной функции второго порядка через волоконный интерфейс. Для оценки эффективности системы определение количества регистрируемых фотонов через волоконный интерфейс. Создание установки для вытягивания оптического волокна. Оработка технологии вытягивания оптического волокна до диаметра менее 1 мкм с пропусканием более 50%.

4. Повышение характеристик регистрирующей фотонной аппаратуры. Исследование квантовых свойств излучателей при помощи сверхпроводящих детекторов нового поколения, разработанных специально для задач настоящей работы. Сравнение полученных результатов с измерениями при помощи лавинных фотодетекторов.

Исследование оптических свойств и сбор статистики излучения производится на установке конфокального микроскопа с возможностью детектирования одиночных излучателей, имеющегося в лаборатории оптики активных сред ФИАН.

Научная новизна

1. Впервые за счет взаимодействия с ГММ реализован способ существенного увеличения скорости спонтанной эмиссии NV центра. Получено среднее значение коэффициента Парселла 4.
2. Впервые за счет взаимодействия с ГММ реализован способ увеличения числа собираемых при помощи конфокального микроскопа фотонов от одиночного NV центра. Достигнуто значение коэффициента увеличения числа регистрируемых фотонов в среднем в 1.8 раз по сравнению с расположением нанодiamondов, содержащих одиночные NV центры, на стеклянной подложке. Максимальное увеличение значения скорости регистрации собираемых фотонов достигло 4.8 раз в случае случайно расположенных нанодiamondов на поверхности ГММ.
3. На основе вытянутого волокна создан интерфейс сбора однофотонного излучения от NV центра, собирающий до трех раз больший поток фотонов в секунду по сравнению с установкой конфокального микроскопа.
4. Модификация времени жизни излучателя приводит к повышенным требованиям к детектору однофотонного излучения. Он должен обладать высоким временным разрешением, широким диапазоном скоростей счета и крайне низким уровнем шумов. С этой целью в рамках настоящей работы было выстроено взаимодействие с группой профессора Г.Н. Гольцмана ¹, в результате которого был разработан и протестирован автором диссертации однофотонный детектор нового поколения.

¹ Московский педагогический государственный университет

Практическая значимость.

Практическая значимость состоит в экспериментальном подтверждении ранее высказанной идеи [36] использования ГММ для широкополосного усиления квантовых излучателей.

Было проведено сравнение экспериментальных результатов работы по исследованию NV центров на поверхности ГММ с теоретическими расчетами в работе [37].

Результаты, полученные в ходе выполнения диссертации, могут служить основой для создания прототипа технологии изготовления квантовых интерфейсов.

Волоконно-интерфейсная часть имеет существенное значение в приложениях создания источников одиночных фотонов, а также сенсоров с нанометровой точностью позиционирования. Высокая эффективность сбора, показанная в эксперименте подтверждает теоретические расчеты.

В результате данной работы разработан и исследован сверхпроводящий детектор нового поколения, позволяющий регистрировать однофотонное излучения перспективных центров окраски в алмазе и других квантовых систем в ближнем ИК диапазоне.

Защищаемые положения

- 1) Время жизни возбужденного состояния азотно-вакансного центра в наноалмазе уменьшается в среднем в 4 раза при его расположении на поверхности гиперболического метаматериала по сравнению с расположением на стекле. При этом скорость счета фотонов конфокальным микроскопом увеличивается в среднем в 1.8 раз, а максимальное усиление достигает 4.8 раза в случае использования случайных наноантенн.
- 2) Однофотонная статистика излучения с уровнем функции автокорреляции второго порядка в нуле равным 0.05 достигается в режиме ускорения излучения одиночного центра окраски за счет использования гиперболического метаматериала при регистрации сверхпроводящим детектором нового поколения, разработанным специально для задач настоящей работы и обладающим высоким временным разрешением (около 50 пс), ультранизким уровнем шумов (до 10^{-2} отсчетов в секунду) и широким диапазоном скоростей счета (до 300 МГц).
- 3) Интерфейс азотно-вакансного центра в наноалмазе на основе вытянутого одномодового волокна с перетяжкой обеспечивает в 3 раза большую эффективность сбора фотонов, чем конфокальный микроскоп с объективом $NA = 0.95$.
- 4) Источником шума в волоконном канале сбора является люминесценция центров окраски GeO в сердцевине волокна. Подавление данного источника более чем в 4 раза достигается за счет контроля поляризации накачки, и насыщения оптических переходов на дефектах GeO в сердцевине с помощью временной модуляции накачивающего излучения.

Сведения об апробации результатов

Основные результаты диссертации докладывались на 12 научных конференциях: конференция по лазерам и электро-оптике CLEO, 8-13 июня 2014 г., г. Сан-Хосе, США; конференция по оптике и фотонике SPIE, 17-21 августа 2014 г., г. Сан-Диего, США; конференция по оптике и фотонике SPIE, 9-13 августа 2015 г., г. Сан-Диего, США; шестая Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики, 15-20 ноября 2015 г., г. Москва, Россия; конференция

OPTO PHOTONICS WEST, SPIE, 13-18 февраля 2016 г., г. Сан-Франциско, США; конференция Photonics Europe, SPIE, 3-7 апреля, г. Брюссель, Бельгия; конференция по оптике и фотонике SPIE, 28 августа - 2 сентября 2016 г., г. Сан-Диего, США; десятый международный конгресс по современным электромагнитным материалам в микроволновом и оптическом диапазоне, 17-22 сентября 2016, г. Ханья, Крит, Греция; симпозиум по достижениям в электромагнитных исследованиях, 8-11 августа, 2016 г., г. Шанхай, Китай; 3-я международная школа - конференция «Санкт-Петербург OPEN 2016: Оптоэлектроника, Фотоника Инженерия и наноструктуры», 28-30 марта, 2016 г., г. Санкт-Петербург, Россия; 25-ая международная конференция по атомной физике, 24-29 июля, 2016 г., г. Сеул, Южная Корея; 12-ая европейская конференция по атомам, молекулам и фотонам, ESAMP12, 5-9 Сентября, 2016 г., г. Франкфурт-на-Майне, Германия; 59-я научная конференция МФТИ с международным участием, 21–26 ноября 2016 г., г. Долгопрудный, Россия.

Основные результаты работы опубликованы в трех статьях в рецензируемых научных журналах, входящих в базу данных *Web of Science* и в 12 сборниках трудов конференций. Результаты работы были отражены в главе книги «From Atomic to Mesoscale: The Role of Quantum Coherence in Systems of Various Complexities», название главы *Enhancement of Single-Photon Sources with Metamaterials*. Автором был получен патент на полезную модель «Компактное устройство для генерации одиночных фотонов».

Экспериментальные результаты работы по изучению NV центров с гиперболическими метаматериалами были подвергнуты сравнению с теоретическими расчетами в работе [37].

Публикации

Научные журналы, входящие в базу данных *Web of Science*

1. Enhancement of single-photon emission from nitrogen-vacancy centers with TiN/(Al,Sc)N hyperbolic metamaterial, M. Y. Shalaginov, V. V. Vorobyov, J. Liu, M. Ferrera, A. V. Akimov, A. Lagutchev, V. M. Shalaev, *Laser Photon. Rev.*, Vol. 9, Issue 1, pp. 120–127 (2015)
2. Coupling of single NV Center to adiabatically tapered optical single mode fiber, V. V. Vorobyov, V. V. Soshenko, S. V. Bolshedvorskii, J. Javadzade, N. Lebedev, A. N. Smolyaninov, V. N. Sorokin, A. V. Akimov, *Eur. Phys. J. D*, Vol. 12, Issue 70, pp. 269-277 (2016)
3. Superconducting detector for visible and near-infrared quantum emitters, V. V. Vorobyov, A. Y. Kazakov, V. V. Soshenko, A. A. Korneev, M. Y. Shalaginov, S. V. Bolshedvorskii, V. N. Sorokin, A. V. Divochiy, Y. B. V, K. V. Smirnov, B. M. Voronov, V. M. Shalaev, A. V. Akimov, and G. N. Goltsman, *Opt. Mat. Expr.*, Vol. 7, Issue 2, pp. 513-526 (2017)

Тезисы докладов в сборниках трудов конференций

1. «Coupling of single NV center to the tapered optical fiber», V. V. Vorobyov, V. V. Soshenko, S. V. Bolshedvorskii, V. N. Sorokin, A. N. Smolyaninov, A. V. Akimov,, *Proc. SPIE 9920, Active Photonic Materials VIII*, 992012 (16 September 2016); doi: 10.1117/12.2237844;
<http://dx.doi.org/10.1117/12.2237844>
2. «Towards light-matter interface for the NV center in diamond», (invited), Vadim V. Vorobyov, Vladimir Soshenko, Stepan Bolshedvorskii, Javid Javadzade, Nikolay Lebedev, Andrey N. Smolyaninov, Vadim N. Sorokin, Alexey V. Akimov, 2016 Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS), Shanghai, 2016, pp. 2578-2578. doi: 10.1109/PIERS.2016.7735052
3. «New material platforms and metasurface designs for quantum nanophotonics» (invited), M. Y. Shalaginov, S. Bogdanov, R. Chandrasekar, Zh. Wang, V. Vorobyov, J. Liu, X. Meng, A. S. Lagutchev, A. V. Kildishev, J. Irudayaraj, A. Boltasseva, A. V. Akimov,

- and V. M. Shalaev, Metamaterials 2016, Crete, Greece, September 17-22, 2016, pp. 79-80
4. «Toward efficient fiber-based quantum interface», V. Soshenko, V. V. Vorobyov, S. Bolshedvorskii, N. Lebedev, A. Smolyaninov, A. V. Akimov & V. Sorokin, SPIE Photonics Europe, Brussels, Belgium, April 29, 2016, pp. 392-393
 5. «Quantum photonics with color centers in diamond and nanophotonic structures» (invited), S. Bogdanov, M. Y. Shalaginov, J. Liu, V. V. Vorobyev, P. V. Kapitanova, M. Ferrera, A. S. Laguchev, A. V. Akimov, P. A. Belov, A. V. Kildishev, J. Irudayaraj, A. Boltasseva, V. M. Shalaev, SPIE Photonics West OPTO, San Francisco, CA, USA, February 13-18, 2016, pp.219-220
 6. «Fiber Integrated Single Photon Source Based on NV Center in Diamond», Stepan Bolshedvorskii, Vadim Vorobyov, Vladimir Soshenko, Javid Javadzade, Nikolay Lebedev, Vadim Sorokin, Andrey Smolyaninov, Alexey Akimov, The 25th International Conference on Atomic Physics (ICAP 2016), Seoul, Korea, 24-29 July 2016, p. 413
 7. «Robust Optical Fiber Interface for NV Center Nanodiamonds», Stepan Bolshedvorskii, Vadim Vorobyov, Vladimir Soshenko, Javid Javadzade, Nikolay Lebedev, Vadim Sorokin, Andrey Smolyaninov, Alexey Akimov, 12th European Conference on Atoms Molecules and Photons (ECAMP12), Frankfurt, Germany, 5-9 September 2016, p.313
 8. «Волоконный интерфейс для NV центров в наноалмазах», С.В. Большедворский, В.В. Воробьев, В.В. Сошенко, В.Н. Сорокин, А.В. Акимов, 59-я научная конференция МФТИ с международным участием, Москва, Россия, 21-26 ноября 2016 года.
Доступно по ссылке: http://conf59.mipt.ru/static/reports_pdf/2283.pdf
 9. «Создание эффективных квантовых интерфейсов на базе NV-центров в алмазе» В. В. Воробьев, В. Сошенко, С. Большедворский VI Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики, ФИАН, Москва, 15-20 ноября 2015 г., стр. 30
 10. «Nitrogen-vacancy single-photon emission enhanced with nanophotonic structures (Presentation Recording)», Vladimir M. Shalaev, Mikhail Y. Shalaginov, Vadim V.

Vorobyov, Simeon Bogdanov, Alexey V. Akimov, Alexei Lagutchev, Alexander V. Kildishev, Alexandra Boltasseva, Proc. SPIE 9544, Metamaterials, Metadevices, and Metasystems 2015, 95440L (5 October 2015);

doi: 10.1117/12.2190251; <http://dx.doi.org/10.1117/12.2190251>

11. «Single photon source based on NV center in nanodiamond coupled to TiN-based hyperbolic metamaterial», M. Y. Shalaginov, V. V. Vorobyov, J. Liu, M. Ferrera, A. V. Akimov, A. Lagutchev, A. N. Smolyaninov, V. V. Klimov, J. Irudayaraj, A. V. Kildishev, A. Boltasseva, V. M. Shalaev, Conference on Lasers and Electro-Optics 2014, San Jose, CA, USA, June 8-13, 2014, доступно по ссылке:
https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2014.JTu4A.38
12. «Single-photon source based on NV center in nanodiamond coupled to TiN-based hyperbolic metamaterial» (invited), V. M. Shalaev, M. Y. Shalaginov, V. V. Vorobyov, J. Liu, M. Ferrera, A. V. Akimov, A. Lagutchev, A. N. Smolyaninov, V. V. Klimov, J. Irudayaraj, A. V. Kildishev, A. Boltasseva, SPIE Optics + Photonics, San Diego, CA, USA, August 17-21, 2014, p. 5

Патент на полезную модель

1. «Компактное устройство для генерации одиночных фотонов», В. В. Воробьев, В. В. Сошенко, А. В. Акимов, А. Н. Смолянинов, №161214, приоритет от 10.02.2015.

Глава в книге

1. M. Y. Shalaginov, S. Bogdanov, V. V. Vorobyov, A. S. Lagutchev, A. V. Kildishev, A. V. Akimov, A. Boltasseva, and V. M. Shalaev, Enhancement of Single-Photon Sources with Metamaterials, chapter in «From Atomic to Mesoscale: The Role of Quantum Coherence in Systems of Various Complexities»; Eds: S. A. Malinovskaya and I. Novikova, World Scientific Publishing Co. PTE. LTD, ISBN: 978-981-4678-69-8, pp. 123-148 (2015)

Личный вклад автора

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта

был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, благодарности и библиографии. Общий объем диссертации 97 страниц, включая 46 рисунков и 2 таблицы. Библиография включает 163 наименований на 13 страницах.

Глава 1

Излучение центра окраски в алмазе

В данной главе наряду с описанием свойств центров окраски в алмазе будет проведено краткое описание области однофотонного излучения, а также способов генерации и методов исследования однофотонного излучения.

1.1. Центры окраски в алмазе

Благодаря широкой энергетической запрещенной зоне - 5.5 эВ при комнатной температуре и высокому показателю преломления кристалл алмаза обладает уникальными оптическими свойствами, которые нашли свое применение в науке и технике. Кристаллическая решетка алмаза может содержать в себе примеси других атомов и вакансии атомов углерода. Это приводит к изменению структуры электронных уровней и возникновению молекулоподобных энергетических уровней в запрещенной зоне алмаза. Известно более 500 оптически активных центров окраски [38]. Только некоторые из них изучены. Наиболее интересные центры окраски в алмазе отображены в таблице 1.1.

Отдельно взятый дефект является молекулоподобной квантовой системой, обладающей своей системой энергетических уровней. Такая система имеет оптические переходы и представляет из себя одиночный квантовый излучатель, испускающий одиночные фотоны, работающий при комнатной температуре. Большое разнообразие центров окраски в алмазе позволяет создавать источники однофотонного излучения в разных областях видимого спектра. Такие центры окраски также могут обладать богатой спиновой системой, которую можно использовать как квантовую память (см. главу 1.1.2).

1.1.1. Классификация алмазов

Первичная классификация алмазов определяется концентрацией примесей. Разделяют основные категории [47]:

Название	ZPL, нм	τ , нс	S	Частота ЭПР ¹ , ГГц	T_2 , мс	I_{sat} , фот./с	Γ_{ZPL} @4K, МГц
NV^- [8], [39],[40]	637	13 [41]	1	2.87	1	$2.4 \cdot 10^6$	750
NV^0 [42]	570	22 [41]	1/2	1.6	1	$2.4 \cdot 10^6$	-
SiV^- [43],[44]	740	1.5	1/2	50	10	$5 \cdot 10^5$	200
GeV [45]	602	4-5	1/2	150	-	$1.5 \cdot 10^5$	-
SnV (Tin- Vacancy) [46]	619	5	1/2	850	-	$3.6 \cdot 10^5$	-

Таблица 1.1. Наиболее актуальные центры окраски в алмазе в настоящее время. Обозначения: ZPL - положение бесфононной линии, τ - время затухания флюоресценции, S - величина электронного спина, T_2 - время затухания когерентности электронного спина в основном состоянии, I_{sat} - число регистрируемых фотонов флюоресценции при постоянной накачке, Γ_{ZPL} - ширина бесфононной линии оптического перехода при четырех градусах Кельвина



Рис. 1.1. Диаграмма классификации алмаза по количеству примесей в алмазе

По количеству и типам примесей:

- **Категория I:** кристаллическая решетка обладает количеством примесей азота более 5 ppm². Включает в себя две подкатегории:
 - **Ia:** содержит около 0.1% примесей азота. Примеси концентрируются в пары по два, либо в группы по четыре. Более 90% природных алмазов принадлежат к этой категории.
 - **Ib:** концентрация азотных примесей порядка 0.05%, при этом азотные примеси распределены однородно, не образуя кластеры. Большинство алмазов этой категории производится искусственным путем. Только 0.1 % природных алмазов относятся к этой категории.
- **Категория II** с содержанием примесей азота менее 5 ppm, категория включает в себя две подкатегории:

² ppm - parts per million, концентрация частей на миллион, в данном контексте означает 1 атом на миллион атомов углерода

- **IIa**: самые чистые алмазы. Например, они использовались для реализации длительного (≈ 2 сек.) хранения квантовой информации [48] с использованием NV центров. Концентрация примесей азота в таких алмазах может быть снижена вплоть до $5 \cdot 10^{-2}$ ppb³.
- **IIb**: алмазы, содержащие примеси бора р-типа. Благодаря этому дефекту алмаз становится проводником, что позволяет осуществлять накачку центров окраски электрическим током [49]⁴

2. По структуре кристаллической решетки:

- **Монокристаллические.** Каждый атом углерода связан с четырьмя соседними атомами, образуя кубическую гранецентрированную решетку. Огранка монокристаллических алмазов характеризуется ориентацией граней по отношению к кристаллической решетке и обозначается в соответствии с индексами Миллера. Наиболее часто встречаются индексы:

- $\langle 111 \rangle$
- $\langle 110 \rangle$
- $\langle 100 \rangle$

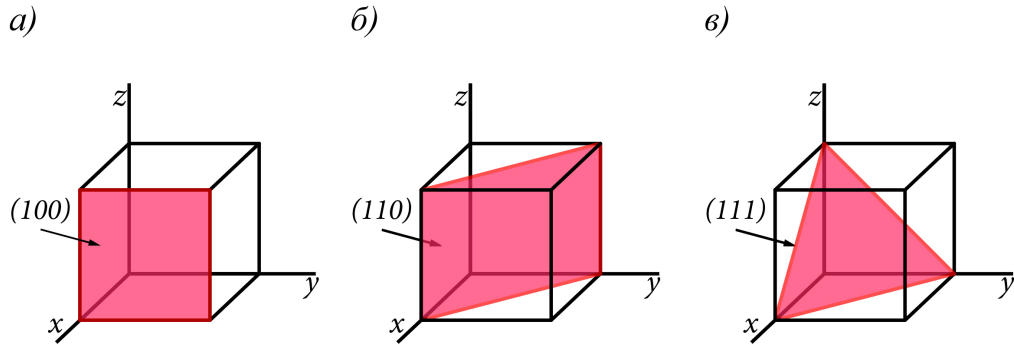


Рис. 1.2. Изображения главных кристаллографических плоскостей соответствующих индексам Миллера а) (100), б) (110), в) (111)

³ ppb - parts per billion, концентрация частей на миллиард, в данном контексте означает 1 атом на миллиард атомов углерода

⁴ В данной работе концентрация бора была на уровне 100 ppb, а наряду с Бором алмаз также допировался Фосфором (10 ppb). Концентрация же азота была менее 0.1 ppb.

- **Поликристаллические.** Делятся на несколько групп в соответствии с размерами гранул отдельных монокристаллов различных размеров:

- Ультра-нано (< 10 нм)
- Нано (10-400 нм)
- Микро (400 нм - 500 мкм)

3. Изотопический состав:

- **Природное содержание изотопов ^{13}C .** Содержание изотопов ^{13}C порядка или более 0.1 - 1 %
- **Изотопически чистые алмазные пластины** Содержание изотопов ^{13}C менее 0.1%.
- **Изотопически обогащенные алмазные пластины** Содержание изотопов ^{13}C более 1%

1.1.2. NV центр окраски

NV центр состоит из атома азота, замещающего атом углерода и вакансии (отсутствие соседнего с ним атома углерода). Дефект обладает осевой симметрией и относится к группе C_{3v} . Симметрия центра окраски определяет возможные молекулярные термы системы, и систему уровней энергии дефекта [50]. На рисунке 1.3 изображена схема расположения атомов в NV центре.

Чистый алмаз обладает широкой запрещенной зоной, однако NV центр вносит в запрещенную зону дискретные уровни энергии, образуя стабильную молекулоподобную структуру. NV центр может находиться в нескольких зарядовых состояниях. Исходно атом азота N - пятивалентен. Соседствуя с тремя атомами углерода, он отдает два электрона. Вакансия содержит три электрона от соседних атомов Углерода. Таким образом, в нейтральном состоянии NV центр обладает пятью электронами. Однако, для квантовых приложений наибольший интерес представляет NV центр в отрицательно заряженном состоянии NV^- . При накачке лазерным излучением NV центр испытывает зарядовую динамику. Вероятность NV центру оказаться в отрицательно заряженном состоянии зависит как от мощности, так и от длины волны излучения накачки. Подробно этот процесс описан, например, в [51].

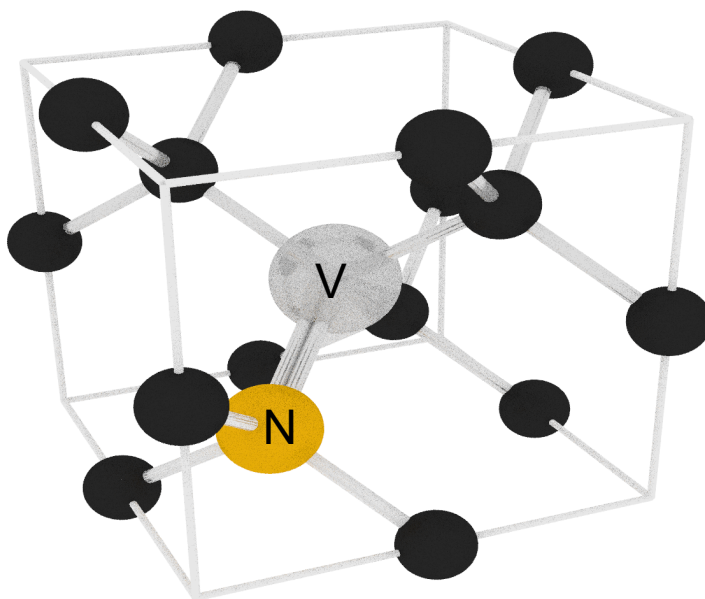


Рис. 1.3. Кристаллографическое изображение NV центра в алмазе

Оптические свойства

В обоих состояниях NV центр обладает излучательным переходом в видимом диапазоне длин волн. Бесфононная линия NV^0 и NV^- расположена на 575 и 637 нм соответственно. В экспериментах, проводимых в рамках данной работы, использовались в основном NV^- дефекты, которые стабильны в условиях проведения эксперимента. Однако, под действием непрерывного лазерного излучения накачки отрицательно заряженный дефект может перейти в нейтральное состояние и стать дефектом NV^0 , а затем, под действием того же излучения или спонтанной релаксации, преобразоваться в NV^- . Такой процесс может проходить непрерывно [52, 53]. При комнатной температуре излучательные переходы NV центра эффективно взаимодействуют с фононной структурой уровней невозбужденного и возбужденного состояний, образуя широкую линию флюоресценции с полушириной порядка 100 нм (рисунок 1.4, взят из [54]). Бесфононная линия при комнатной температуре уширена за счет перемешивания подуровней основного и возбужденного состояния фононами.

Влияние фононного взаимодействия уменьшается при снижении температуры. При температурах ниже 4 градусов Кельвина бесфононная линия становится более выраженной (рисунок 1.4). Вклад бесфононных переходов в излучательные процессы для NV^- центра равен 0.05 (фактор Дебай-Валлера). Этот фактор зависит от окружения NV^-

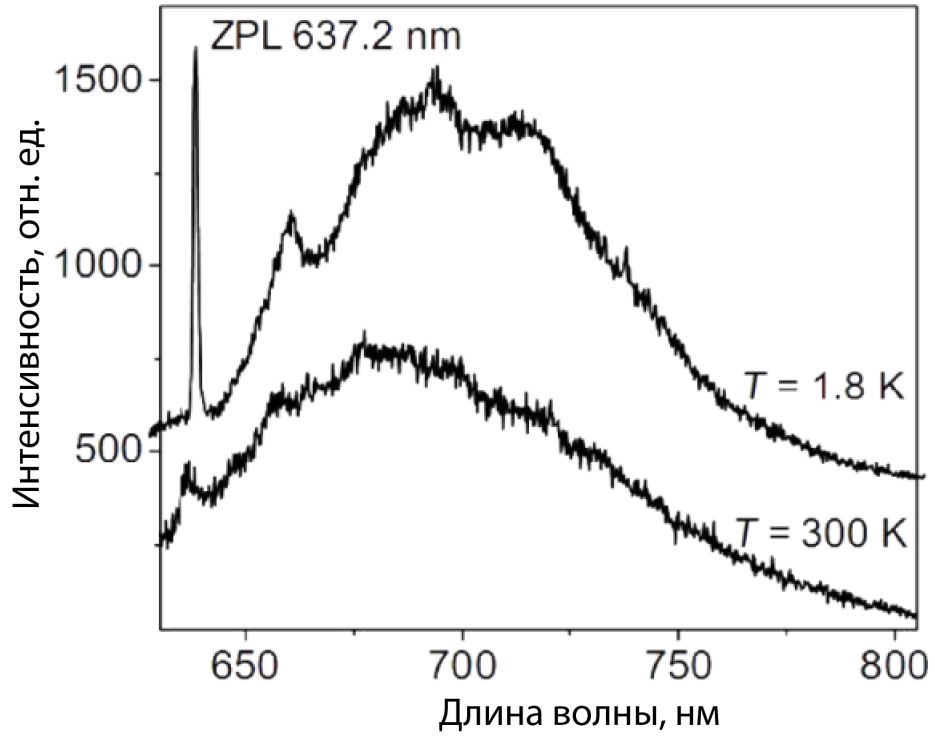


Рис. 1.4. Спектр люминесценции NV центра при температурах $T = 1.8\text{ K}$ и $T = 300\text{ K}$ при возбуждении излучением 532 нм

центра, в частности для нанокристаллов алмаза он зависит от подложки, на которой находится NV^- центр [55]. Диаграмма излучения NV центра может быть представлена как излучение двух перпендикулярных диполей, которые лежат в плоскости перпендикулярной оси симметрии NV центра [56].

Структура электронных уровней

Структура уровней NV^- центра приблизительно изображена на рисунке 1.5. Основное состояние A_3 является триплетом с суммарным значением спина $S = 1$. В основном состоянии, из-за действия спин-спинового взаимодействия имеется сдвиг уровней со значением проекции электронного спина на ось NV центра $m_s = \pm 1$ на $D_{ZFS} = 2.87$ ГГц. Расщепление D_{ZFS} также зависит от температуры: $\frac{\delta D}{\delta T} = 77$ кГц/град. [57], давления и стресса. Состояния с $m_s = 1$ и $m_s = -1$ расщепляются в магнитном поле с коэффициентом 2.8 МГц/Гс за счет эффекта Зеемана. Возбужденное состояние E_3 также является триплетом [58]. Помимо двух триплетов, система уровней дополнена двумя синглетами A_1 и E_1 с радиационным переходом в 1046 нм [59]. Однако вероятность перехода $E_1 \rightarrow A_1$ достаточно мала, а с уровня A_1 населенность быстро переходит

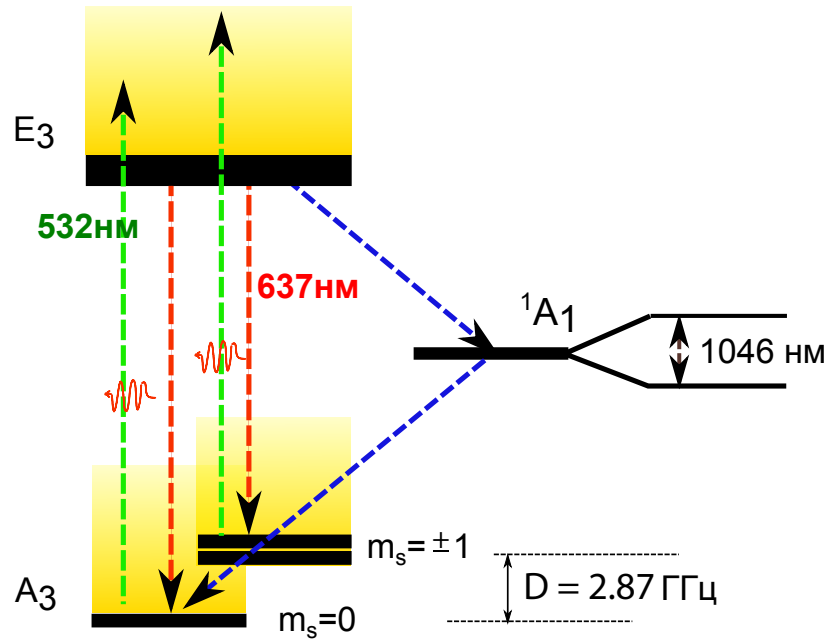


Рис. 1.5. Структура электронных уровней NV^- дефекта в алмазе. Подуровни A_3 , $m_s \pm 1$ преднамеренно разнесены, как расщепление во внешнем магнитном поле.

на уровень E_3 поэтому для упрощения можно заменить эти два уровня одним синглетом A_1 . Переход $A_3 \rightarrow E_3$ радиационный на длине волны оптического излучения 637 нм. Время жизни флюоресценции перехода около 15 нс и зависит от диэлектрической проницаемости окружения NV центра, в силу эффекта Парселла [60].

Синглет A_1 имеет важное значение для динамики электронного спина NV центра. Вероятность перехода с уровня E_3 на синглетный уровень A_1 зависит от состояния электронно спина. При $m_s = \pm 1$ вероятность перехода на синглет составляет $\approx 30\%$, в то время как при $m_s = 0$ вероятность около 0% [61, 62]. Вместе с тем, с синглетного состояния система стремится перейти в состояние $A_{m_s=0}^3$. Таким образом, возможна поляризация состояния спина при помощи оптического воздействия. Благодаря синглету A_1 возможно оптическое считывание состояния электронного спина по значению контраста флюоресценции. Контраст флюоресценции между состоянием с $m_s = 0$ и $m_s \pm 1$ составляет порядка 30% [61, 62]. Наряду с оптическими методами воздействия возможно манипулирование состоянием спина микроволновым резонансным излучением на частоте ЭПР. Время когерентности электронного спина составляет от единиц микросекунд до нескольких сотен микросекунд в зависимости от чистоты и формы самого кристалла алмаза. Таким образом посредством комбинации микроволнового и

оптического воздействия удастся эффективно инициализировать, считывать, а также манипулировать состоянием электронного спина NV центра.

Вместе с тем, в NV центре содержится ядерный спин азота, взаимодействующий с электронным спином самого NV центра. Существуют методы эффективной инициализации ядерного спина посредством электронного спина, а также его считывание [63, 64, 65]. Особенность ядерного спина в том, что он имеет существенно более длинное время когерентности, превосходящее 2 секунды [66], что является более чем достаточным для использования в качестве системы для квантовых вычислений.

Способы получения

NV центр - один из самых распространенных дефектов в природных алмазах, придающих им желтый, красный или фиолетовый оттенок в зависимости от концентрации дефектов. Поэтому один из способов их получения - это добыча природных алмазов. Однако, для получения одиночных NV дефектов требуются алмазы высокой степени чистоты, что сильно повышает его стоимость.

Более современным является способ искусственного создания NV дефектов. Для этого выращивается алмазная пластина осаждением из газовой фазы Chemical Vapour Deposition (CVD) [67] или методом высокого давления и высокой температуры High-Pressure High-Temperature (HPHT) [68]. В процессе роста CVD пластин есть возможность управлять процессом роста. Как правило используют две стратегии:

- 1) Выращивание как можно более чистого кристалла, без примесей азота, а затем имплантация необходимого атома (N, Si, Ge) в нужных местах при помощи ионных пучков или пучков атомов. Такой метод используется для создания одиночных или точно размещенных дефектов в алмазе.
- 2) Добавление и управление содержанием примесей нужного атома во время роста. После роста такая пластина может быть дополнительно облучена пучком электронов, протонов, нейтронов, He^+ для создания вакансий.

Процесс создания пластины и облучения завершается последующим температурным отжигом. В процессе отжига вакансии активно диффундируют по кристаллу, и находят энергетически выгодное положение рядом с азотом. Существуют методы точной имплантации для изготовления массивов NV центров, например, для создания сети

кубитов [69, 70]. Кроме того, ведутся исследования по созданию изотопически чистых пластин алмаза для улучшения когерентных свойств NV центров⁵ [40].

Помимо объемных кристаллов алмаза также используются нанокристаллы алмаза, содержащие NV центры. Такие кристаллы могут быть получены взрывным методом [71], либо методом дробления более крупных кристаллов [72](HPHT или CVD)

Существующие оптические интерфейсы для NV центра в алмазе

Однофотонное излучение NV центра окраски в алмазе может быть использовано в различных приложениях (см. главу 1), однако, в силу природно заданного времени спонтанной эмиссии (около 15 наносекунд), система может излучать лишь ограниченное число фотонов в единицу времени, и это число $\simeq 6.5 * 10^7$ фотонов в секунду в свободное пространство. Учитывая требования современных линий передачи данных ($> 10^9$ бит в секунду), а также требования потенциальных применений в качестве элементной базы будущих квантовых устройств, имеется потребность в увеличении яркости излучателя. Был реализован ряд подходов для увеличения эффективности сбора одиночных фотонов от NV центров, расположенных в объемном алмазе:

- 1) Использование иммерсионных линз (SIL) [73, 74], см. рисунок 1.6а). Такие линзы позволяют уменьшить отражения от поверхности раздела алмаз - воздух, и увеличить процент собираемого излучения от NV центра находящегося в алмазе на глубине 10-30 мкм.
- 2) Использование одномерных и двумерных фотоннокристаллических резонаторов, см рис 1.6б, [34, 10]. Резонаторы используются для сбора излучения только с бесфононной линии для того, чтобы осуществлять когерентное взаимодействие с центром окраски.
- 3) Использование наноигл [75] позволяет в широком диапазоне собирать излучение центров окраски. Благодаря тому, что в таком подходе центр окраски довольно близко располагается к поверхности (< 100 нм), наноиглы активно используются в сенсорных приложениях окружения.

⁵ Естественная концентрация изотопов углерода ^{13}C в пластине алмаза составляет около 1%. Наличие ядерных спинов $I = \frac{1}{2}$ случайно расположенных вблизи центров окраски приводит к декогеренции квантового состояния электронного спина NV центра

- 4) Оптические волокна [76, 77, 78] (см. рисунок 1.6г). Такой подход позволяет создавать устройства, интегрированные с оптическим волокном, и был выбран для создания интерфейса для NV центра в данной работе.

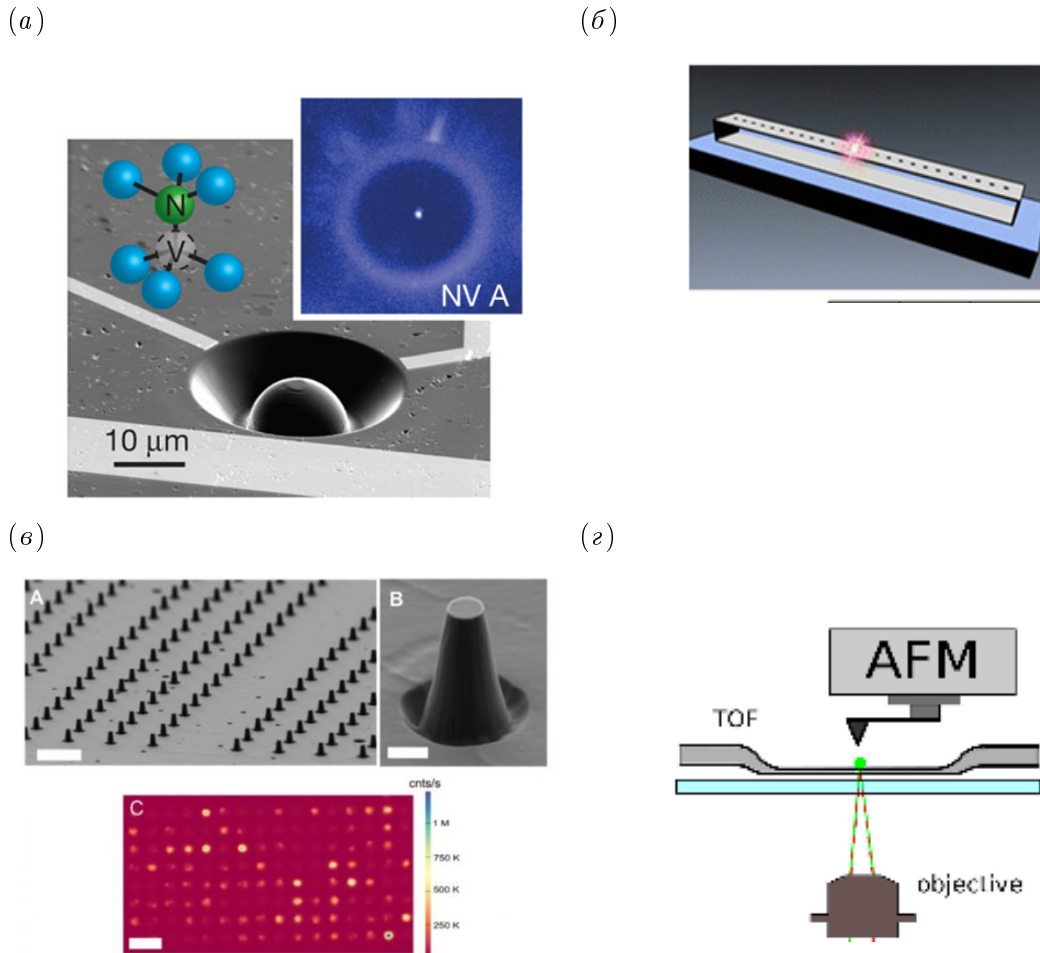


Рис. 1.6. а) Твердотельная иммерсионная линза SIL (solid immersion lens) и NV центр внутри нее, б) Одномерный фотоннокристаллический резонатор, в) массив наноиگل, выполненных травлением из алмаза. В каждой наноигле находится NV центр, выступающий в роли сенсора магнитного поля, г) демонстрация эксперимента по размещению одиночного наноалмаза на вытянутое волокно при помощи атомно-силового микроскопа, совмещенного с конфокальным микроскопом

Также было предложено увеличение скорости спонтанной эмиссии самого NV центра за счет модификации плотности электромагнитных состояний в окружающей среде, эффект Парселла [79]. Такое увеличение может быть реализовано с помощью резонансных узкополосных высокочастотных фотонно-кристаллических резонаторов [80, 81] и

фотоннокристаллических нановолноводов [82]. Для реализации эффекта Парселла в широком спектральном диапазоне было предложено использовать гиперболический метаматериал (ГММ) [83, 84, 36, 85]. Также ранее было продемонстрировано использование ГММ, состоящего из чередующихся слоев серебра (или золота) и кварца [36]. В настоящей работе, благодаря использованию нового метаматериала, состоящего из 10 пар чередующихся слоев TiN и AlScN толщиной 10 нанометров, удалось создать ГММ, совместимый с полупроводниковой чип-технологией. Было экспериментально исследовано его взаимодействие с одиночными NV центрами.

1.2. Однофотонное излучение

Представление о свете как о потоке фотонов берет свое начало на рубеже 19-20-ых веков. К 1900-му году система уравнений Дж. Максвелла полностью описывала большинство экспериментально наблюдаемых явлений того времени. Однако были и некоторые исключения. В Максвелловской теории энергетические параметры взаимодействия света с веществом зависят от его интенсивности, но не от частоты или длины волны. Тем временем, уже во второй половине 19 века было известно явление фотоэффекта [86], не соответствующее этому представлению. Фотоэффект обладает пороговым значением частоты света, ниже которой эффект не наблюдается. Объяснил это явление в 1905 году Альберт Эйнштейн на основе предположения Макса Планка о квантовании света, за что в 1921 году Эйнштейну была присуждена Нобелевская премия. Он выдвинул гипотезу о том, что энергия света квантуется, энергия отдельных квантов равна $E = h\nu$ [87]. Примечательно, что исследования фотоэффекта были спровоцированы экспериментами Герца по доказательству того, что свет - это волна [86]. Побудил же Альберта Эйнштейна к размышлению на тему квантов света М. Планк, который в 1900 году представил научному сообществу формулу, описывающую интенсивность излучения нагретого тела в зависимости от частоты [88]. Эта формула на удивление хорошо описывала все экспериментальные данные, при этом неизвестным, подгоночным параметром в ней служила известная ныне постоянная планка. Её значение М. Планк определил подогнав формулу под экспериментальные данные. Планк решил понять, какой смысл содержится в этой формуле, и для этого он разработал теорию взаимодействия среды, состоящей из одномерных гармонических осцилляторов со светом на основе классической теории Максвелла. Однако, заметил, что для соответствия экспери-

менту необходимо, чтобы значения энергий осцилляторов составляли бы целые числа. Эйнштейн увидел в работах Планка еще одну интересную особенность. Формула для энтропии теплового излучения, полученная Планком, соответствовала выражению для энтропии идеального газа из частиц с энергией единичного кванта, что навело его на мысль о том, что свет – это газ из частиц с энергией кванта. Потребовалось время, чтобы экспериментально проверить теорию Эйнштейна. Эксперимент поставил Милликен. Но и после подтверждения теории фотоэффекта Эйнштейна оставались сомнения в корпускулярной природе света.

Ключевым экспериментом, после которого гипотезы Планка и Эйнштейна стали общепризнанными, является эксперимент, проведенный Комптоном в 1922 году. Эксперимент заключался в изучении рассеяния рентгеновских лучей на электронах. Результат эксперимента показал, что рентгеновские кванты света рассеиваются на электронах по аналогии со столкновениями макрообъектов. По существу он показал, что оба эксперимента подчиняются законам сохранения импульса и энергии, присущих дискретным частицам. После этого эксперимента стало очевидно, что корпускулярное трактование света должно остаться наряду с волновым. За открытие эффекта Комптона была присуждена Нобелевская премия в 1927 г. В 1926 году Гильберт Льюис впервые предложил использовать термин «Фотон» для гипотетической частицы света. В своей работе он говорил:

Было бы уместным отметить гипотетические частицы света, корпускулы, или кванты света, поскольку мы предполагаем, что он существует как носитель излученной энергии только несколько минут, в остальное время при этом он остается важным структурным элементом внутри атома. Таким образом, я, пользуясь свободным правом, предлагаю назвать этот гипотетический новый атом, который не является светом, но играет важную роль в процессах излучения, ФОТОН [89].

В 1954-56 г.г. Ханбури, Браун и Твисс [90], используя звездный интерферометр интенсивностей, изучали угловые размеры радио и звездных объектов. В оптическом аналоге интерферометра впервые была измерена функция корреляции сигнала второго порядка

$$G^{(2)}(r_1, t_1, r_2, t_2) = \langle I(r_1, t_1) I^\dagger(r_2, t_2) \rangle, \quad (1.1)$$

где $I(r_i, t_i)$ интенсивность света в соответствующих точках.

Эта функция корреляции взятая при $r_1 = r_2$ имеет название автокорреляционной функции и обозначается как $G^{(2)}(\tau)$, где $\tau = t_2 - t_1$. Такая функция описывает вероятность обнаружения фотона в канале до или после очередного обнаружения фотона в зависимости от времени задержки τ . Нормализованная автокорреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ [91]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E(t)E(t+\tau)E^\dagger(t+\tau)E^\dagger(t) \rangle}{\langle E(t)E^\dagger(t) \rangle \langle E(t+\tau)E^\dagger(t+\tau) \rangle} = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (1.2)$$

На бесконечности функция корреляции стремится к 1: $g^{(2)}(\tau) \rightarrow 1$ при $\tau \rightarrow \infty$. В классическом эксперименте Ханбури-Брауна-Твисса [90] был впервые обнаружен эффект группировки [91] в тепловом излучении, который заключается в том что $g^{(2)}(0) > g^{(2)}(\tau)$. Данный эксперимент вызвал резонансный отклик в научном сообществе, а его истолкование долгое время подвергалось спорам. Работа [92] впервые дала теоретическое обоснование эффекта. В 1976 впервые было предсказано, что двухуровневая квантовая система, испускающая одиночные фотоны, демонстрирует эффект антигруппировки [91],[93]. Таким образом, автокорреляционная функция второго порядка является инструментом для исследований статистических свойств излучения. Может быть приведена следующая классификация [91]:

- $g^{(2)}(0) \geq 1$ и $g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau)$ для классического излучения,
- $g^{(2)}(0) = 1$ и $g^{(2)}(0) = g^{(2)}(\tau)$ когерентное, пуассоновское излучение,
- $g^{(2)}(0) < 1$ для не классического, субпуассоновского излучения.

Субпуассоновское излучение создается квантовым источником - источником одиночных или нескольких фотонов. При детектировании излучения от такого источника каждый фотон зависим от предшествующего или будущего фотона. Для испускания следующего фотона системе требуется время на переход между уровнями энергии. Это означает, что система, чтобы излучить следующий фотон должна оказаться снова в возбужденном состоянии. Испущенные таким образом фотоны распространяются с некоторой временной задержкой по отношению друг к другу. Эта задержка связана с временем затухания флюоресценции и временем, требуемым для накачки системы в возбужденное состояние. На рисунке 1.7 изображен характер корреляционных функций, соответствующих типов излучений.

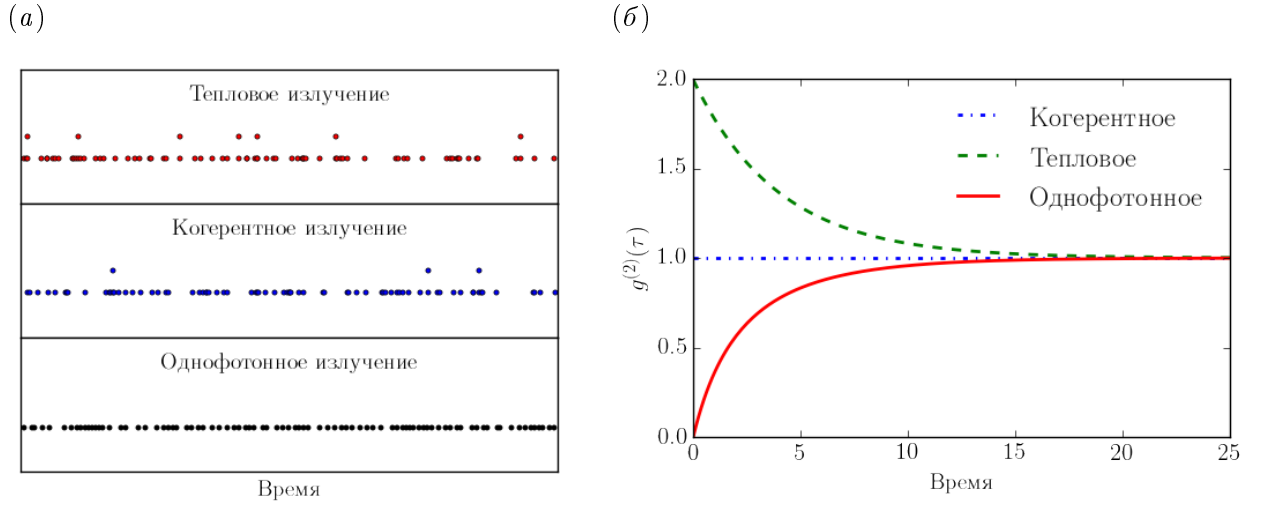


Рис. 1.7. а) Схематическое изображение последовательности фотонов для трех типов излучения. Поток фотонов содержит одинаковое суммарное число фотонов, $N \approx 80$.

б) Изображение корреляционных функций классического теплового излучения, когерентного излучения и неклассического излучения одиночных фотонов. Обычно корреляционная функция изображается в координатах $t = [-t; t]$.

Корреляционная функция также может быть записана в представлении чисел заполнения фоковских состояний ⁶. Это может оказаться более удобным при работе с излучением с детерминированным числом фотонов [94]. Можно показать [95], что

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n}, \quad (1.3)$$

где n - число заполнения фоковского состояния. Такое представление полезно для анализа квантовых свойств источника. По уровню $g^{(2)}(0)$ можно сказать сколько одиночных квантовых излучателей находятся в составе источника:

$$g^{(2)}(0) = 0 \rightarrow \text{одиночный излучатель}$$

$$g^{(2)}(0) = 0.5 \rightarrow \text{двойной излучатель}$$

Таким образом, если $g^{(2)}(0) < 0.5$, то можно предположить, что только один квантовый излучатель дает вклад в изучаемый сигнал.

⁶ фоковское состояние - квантовое состояние с детерминированным числом частиц (или квантов)

1.3. Генерация однофотонного излучения

В этом разделе будет дан обзор квантовым системам, излучающих субпуассоновские, однофотонные состояния света и другие неклассические состояния света. С момента открытия эффекта антигруппировки до настоящего момента в литературе было предложено несколько способов генерации однофотонного излучения:

1. **Ослабленное лазерное излучение.** Лазерное излучение обладает статистикой когерентного излучения. При ослаблении этого излучения возможно получить квазиоднофотонное излучение [96]. Автокорреляционная функция второго порядка такого излучения $g^{(2)}(0)$ равна 1. Тем не менее, такой способ используется в некоторых приложениях квантовой криптографии [97, 98].
2. **Нелинейные процессы.** Источник одиночных фотонов, работающий на принципе параметрического волнового смешения в нелинейной среде. В этом процессе происходит поглощение фотона или нескольких фотонов одной длины волны и генерация нескольких фотонов другой длины волны. Примером такого процесса является трех или четырех волновое смешение. Первооткрывателем этого метода является Л. Мандель. В своих работах в 1980-ых годах он и его ученики Фриберг и Хонг впервые продемонстрировали неклассический характер параметрического понижающего преобразования света [99]. После этого им удалось добиться локализации состояния света с одним фотоном [100]. Эта техника получения связанных пар фотонов, благодаря своей относительной простоте, была основным инструментом получения однофотонного излучения для исследований вплоть до 2005 года. Недостатком такого метода является относительно небольшое число одиночных фотонов на выходе источника при заданной степени однофотонности излучения. Современные источники способны генерировать пары фотонов с частотой до 10 МГц [101].
3. **Одиночные квантовые системы.** В качестве примера такой системы может быть одиночный атом, ион, молекула, квантовая точка или центр окраски. В ранних экспериментах [102] Манделя в 1970-ых годах использовался пучок атомов. Накачка системы может быть произведена оптически [8] (обычно используется лазерное излучение), либо электрическим током [103, 104]. Создание квантового интерфейса на базе одиночного атома или иона представляет фундаментальный

интерес, но технически затруднено из-за необходимости лазерного охлаждения атомов и ионов [105]. Квантовые точки являются твердотельной структурой, их преимуществом является возможность создавать сложные нанофотонные структуры и интегрировать их в фотонные чип устройства [106]. К числу преимуществ квантовых точек также можно отнести то, что их спектр излучения определяется геометрическими параметрами самой точки. На базе квантовых точек был реализован эксперимент по генерации неразличимых фотонов [107] и эксперимент по генерации пар перепутанных фотонов [108]. Однако недостатком квантовых точек является низкая фотостабильность, большое неоднородное уширение спектральных линий из-за погрешностей при выращивании нанообъектов, а также низкотемпературный режим работы. В конце 1990-ых - начале 2000-ых годов Азот-Вакансия центр окраски в алмазе (NV центр) стал активно изучаться исследователями. В течение этого периода был локализован одиночный NV центр, а также было показано, что одиночный NV центр является стабильным (не мерцающим) источником одиночных фотонов при комнатной температуре [8, 109]. Это вызвало значительный интерес исследователей и рост числа научных работ связанных с исследованиями этой системы. К числу знаковых можно отнести работы по измерению спинового парамагнитного резонанса одиночного центра окраски [39, 110], оптическую поляризацию электронного спина одиночного NV центра [111], увеличение времени когерентности электронного спина [40], а также возможность записи и считывания состояние ядерного спина [112]. Таким образом, было показано, что NV центр удовлетворяет требованиям Ди Винченцо (Di Vincenzo) [113] к квантовой системе для использования в качестве кубита. Настоящая работа посвящена этой системе. Более подробно об NV центре будет рассказано в следующих разделах данной главы.

4. **Одиночный электрон, полупроводниковый p-i-n переход.** Принцип работы такого источника основывается на резонансном туннелировании электрона и дырки с последующей аннигиляцией в промежуточном слое Арсенида Галия, при этом кулоновская блокада, возникающая после туннелирования одного электрона, запрещает проникновение других электронов, обеспечивая детерминированное испускание одного фотона за период электрического сигнала. Данный источник обладает превосходными характеристиками и открывает возможность конверти-

рования электрического сигнала в поток одиночных фотонов, потребляющий малое количество мощности и обладающий высокой точностью. Возможность контролируемо выращивать массивы таких p-i-n переходов позволяет сделать параллельные каналы одиночных фотонов. Существенным недостатком является температурный режим работы: $T = 0.1$ К, что определяет серьезные ограничения в широком применении [114].

1.4. Регистрация однофотонного излучения (измерение автокорреляционной функции второго порядка)

Экспериментальное доказательство однофотонного характера излучения технически непростая задача. Экспериментальная установка должна быть оптимизирована в отношении сигнал-шум и времени жизни возбужденного состояния излучателя по отношению к мертвому времени детектора.

Создание первых лазеров способствовало развитию квантовой оптики и, в частности, направления исследований однофотонного излучения. Впервые в 1977 группа Л. Манделя [102] экспериментально наблюдала эффект антигруппировки (antibunching) - не классического поведения света. Такое поведение в статистике счета фотонов также называется субпуассоновским и присуще n-фотонному излучению, где n - определяется по глубине провала функции $g^2(0)$. В установке использовался перестраиваемый лазер на красителях, накачивающий атомы натрия. Схема установки приведена на рисунке 1.8 и взята из оригинальной работы [102].

Авторы работы применили ряд технических приемов, позволивших им измерить статистику прихода фотонов в однофотонном излучении при помощи детектора с мертвым временем большим чем время между приходами фотонов. Идея эксперимента заключается в использовании схемы интерферометра Ханбури-Брауна-Твисса (ХБТ), аппаратуры для счета одиночных фотонов и электронного блока корреляции "Старт - Стоп", данные с которого накапливаются и отображаются в виде гистограммы, нормированной на общее количество измерений. Основная техническая проблема заключалась в том, чтобы уменьшить шум от возбуждающего излучения, и добиться того, чтобы в фокусном пятне объектива находился только один излучатель. В качестве излучателя использовались атомы натрия, продуваемые узким пучком в окрестности фокуса.

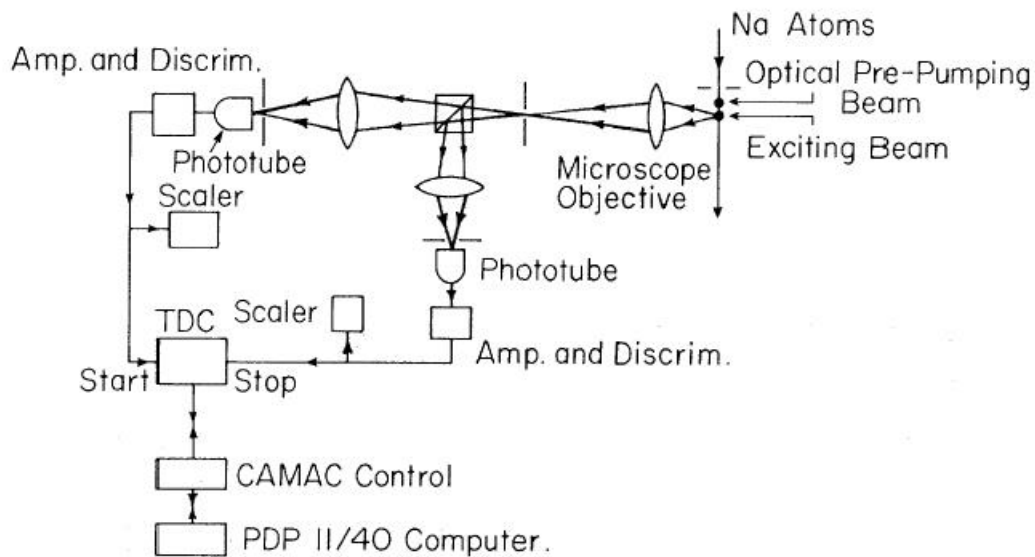


Рис. 1.8. Оригинальное изображение экспериментальной установки по измерению одиночных фотонов. Здесь Phototube - фотоумножитель, Amp. and Discrim.-усилитель и дискриминатор, TDC - временной коррелятор, Scaler - линия задержки, CAMAC Control - система сбора данных, PDP 11/40 Computer - компьютер, Microscope Objective - объектив микроскопа, Na Atoms - поток атомов натрия, Optical Pre-Pumping Beam - пучок преднакачки, Exciting Beam - пучок накачки

Скоростью продува и концентрацией регулировалось количество атомов одновременно находящихся в фокусном пятне. Для уменьшения засветки накачки использовалось ортогональное положение пучков накачки и съема.

В работе 1977 года, Мандель и Кимбл пишут [102]:

Отмечается, что в отличие от фотоэлектрической группировки (bunching), которую можно объяснить квазиклассически, антигруппировка (antibunching) объясняется только с помощью квантования электромагнитного поля. Наши измерения также демонстрируют прямое доказательство этого. ... Антигруппировка или отрицательные фотоэлектрические корреляции это явное проявление квантовой природы поля, и его наблюдение демонстрирует прямое следствие существования оптических фотонов, в отличие от положительных корреляций, имеющих квазиклассическое объяснение.

Явление группировки (bunching) к тому времени изучалось порядка 20 лет, и существовало как классическое [102], так и квантовое описание этого явления [93].

Таким образом, этот эксперимент явно подтвердил квантование света и наличие однофотонных состояний света. Проведенный эксперимент доказал теоретические гипотезы о поведении одиночной двухуровневой квантовой системы под воздействием резонансного излучения.

В настоящее время установки, базирующиеся на интерферометре ХБТ, имеются в большинстве лабораторий, исследующих явления квантовой оптики и n-фотонные состояния света. На рисунке 2.16 изображена общая схема конфокального микроскопа, совмещенного с интерферометром ХБТ для исследования квантовых корреляций света одиночных твердотельных излучателей, построенного в нашей лаборатории. Установка использовалась для выполнения работы, представленной в диссертации. Подробное описание используемой установки приведено в главе 2.3.

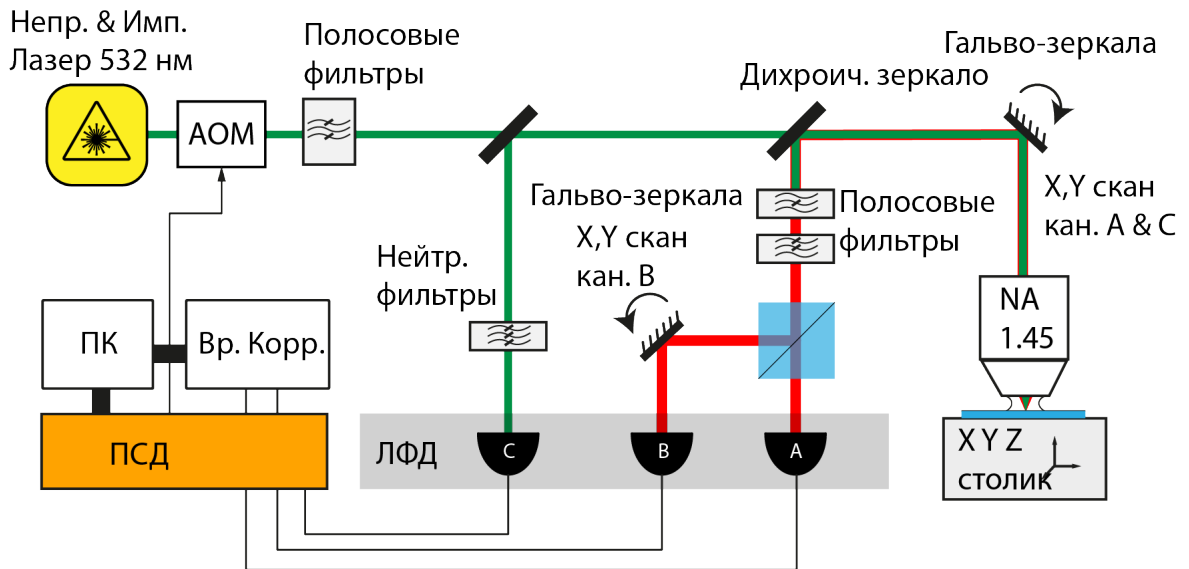


Рис. 1.9. Схема экспериментальной установки конфокального микроскопа, используемого в настоящей работе. Сокращения обозначают: ЛФД - лавинные фотодиоды, ПСД - плата сбора данных, вр. корр. - временной коррелятор, АОМ - акусто оптический модулятор. Гальво-зеркала были использованы для осуществления сканирования в каналах

Глава 2

Широкополосное усиление излучательной способности NV центра, расположенного на гиперболическом метаматериале (ГММ)

В данной главе описываются результаты работы по исследованию возможности широкополосного усиления излучения NV центра за счет использования гиперболического метаматериала. Метаматериал изготовлен методом эпитаксиального роста металл-диэлектрической супер кристаллической решетки и состоит из совместимых с чип-технологиями материалов: нитрида титана, и нитрида алюминия скандия [115]. В ходе данной работы продемонстрировано существенное уменьшение времени жизни возбужденного состояния NV центра и увеличение числа собираемых фотонов в единицу времени. Результат получен впервые в мире и опубликован в статье [37], а также был представлен на различных международных и отечественных конференциях.

2.1. Исследование излучения NV центра в окрестности ГММ

2.1.1. Гиперболический метаматериал

Изменение плотности электромагнитных состояний¹ за счет использования ГММ заключается в создании гиперболической поверхности показателя преломления [36], которая является незамкнутой поверхностью (см. рисунок 2.1) в отличие от обычных материалов, имеющих эллипсоид показателя преломления. В отличие от обычного диэлектрика, у которого поверхность диэлектрической проницаемости является в общем случае эллипсоидом и замкнута, ГММ обладает показателями преломления разных знаков в направлении разных осей. Различают ГММ двух типов: [36]

- Тип I: $\epsilon_{\perp} < 0, \epsilon_{\parallel} > 0$
- Тип II: $\epsilon_{\perp} > 0, \epsilon_{\parallel} < 0$

¹ Число элементарных фазовых ячеек на единицу фазового объема

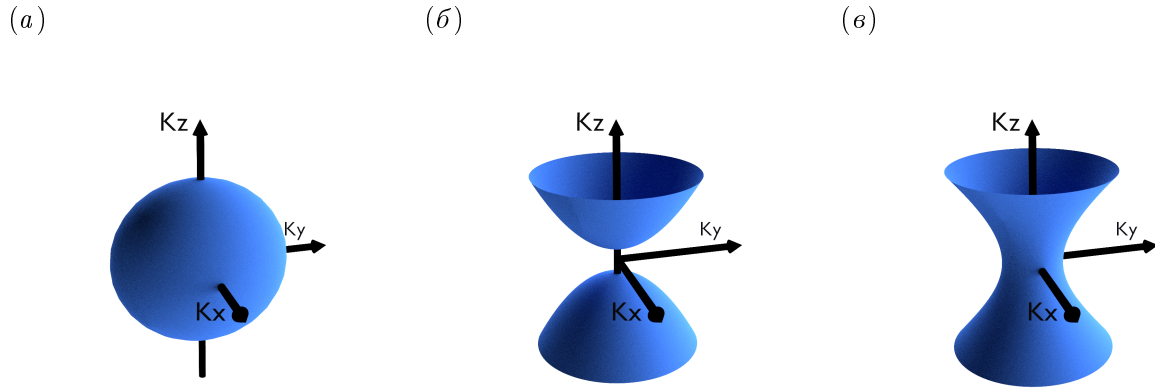


Рис. 2.1. Поверхность показателя преломления в импульсном пространстве для различных материалов: а) диэлектрическая среда, б) ГММ типа I, в) ГММ типа II

Этот эффект достигается за счет формирования наноразмерной металл-диэлектрической структуры, имеющей эффективный тензор показателя преломления в соответствии с приведенными выше соотношениями. Для этого характерный размер неоднородности материала (толщина слоя) должен быть много меньше длины волны.

Особенность материала, использованного в данной работе, состоит в том, что кристаллическая структура соседних слоев имеет одинаковые параметры решетки. Благодаря этому не возникает деформаций узлов решетки на границах между слоями. Был получен материал с переменными слоями металл - диэлектрик, каждый из которых мог быть менее 5 нм толщиной, являющийся ГММ типа II.

2.1.2. Численное моделирование и теоретический анализ поведения NV центра на ГММ

Благодаря гиперболической дисперсии, имеющей неограниченно растущее число мод при увеличении модуля волнового вектора $k = |\mathbf{k}|$, скорость спонтанной эмиссии квантового излучателя также неограниченно растет в соответствии с золотым правилом Ферми. На практике же, число k оказывается ограниченным обратной величиной толщины одного слоя, а также тем, что при нанометровых размерах материалов их оптические свойства претерпевают существенные изменения в силу ограничения длины свободного пробега электрона размером металлического слоя [116]. Находясь на поверхности метаматериала, квантовый излучатель в одну полусферу свободного пространства излучает в диэлектрический материал с ограниченной изо-поверхностью, а в другую излучает в ГММ с неограниченной поверхностью показателя преломления.

Это приводит к тому, что дополнительные каналы распада излучателя формируют плазменные моды в ГММ с большой величиной k , которые принципиально могут быть выведены в свободное пространство [117, 118, 119]. После изготовления составляющих метаматериал пленок, были измерены их оптические свойства при помощи спектральной эллипсометрии, а также определены свойства эффективной среды, составленной из слоев этих метаматериалов.

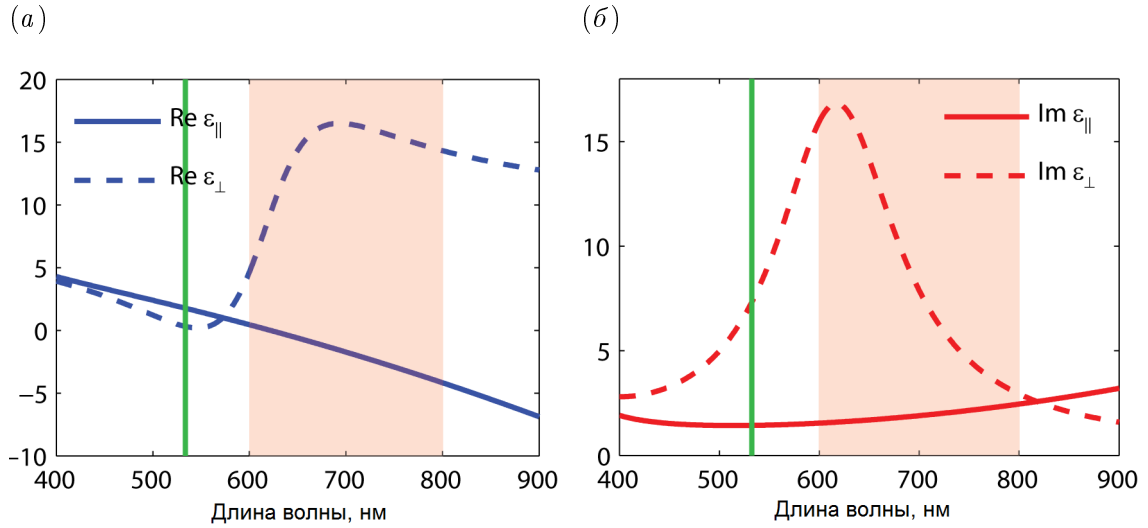


Рис. 2.2. Оптические свойства ГММ, посчитанные на основе модели эффективной среды. Данные о материалах измерены с помощью спектральной эллипсометрии [37]. а) Диэлектрическая проницаемость ГММ для вектора k , перпендикулярного к поверхности слоев. б) Диэлектрическая проницаемость ГММ для вектора k в плоскости поверхности слоев

На рисунке 2.2 видно, что материал становится гиперболическим в спектральном диапазоне $\lambda > 600$, что соответствует спектру флюоресценции NV центра (см. рисунок 1.4). Численное моделирование поведения излучения на поверхности ГММ показывает, что большая часть излучения захватывается ГММ и распространяется в модах с высоким значением k по направлению конуса - асимптоты гиперboloида дисперсии ГММ (см. рисунок 2.3).

2.1.3. Экспериментальное исследование

В настоящей работе было экспериментально измерено уменьшение времени жизни возбужденного состояния за счет увеличения спонтанной эмиссии. Целью эксперимента было определить увеличение скорости спонтанной эмиссии одиночных квантовых излу-

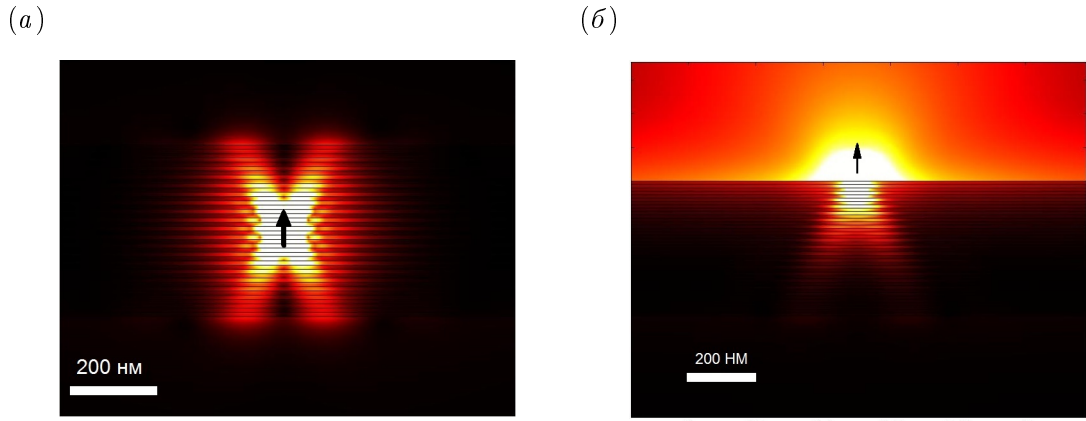


Рис. 2.3. Результат расчета распределения интенсивности излучения электрического вертикального диполя (изображен стрелкой), помещенного внутри ГММ толщиной 20 слоев, каждый из которых имеет толщину 10 нм. Характеристики материала такие же как используются в настоящей работе. Горизонтальная структура определяется слоями метаматериала. Масштаб по вертикали и горизонтали одинаковый.

чателей на поверхности ГММ в зависимости от разных параметров, а также увеличение числа собираемых фотонов.

Экспериментально исследовался ГММ с периодом структуры слоев 10 нм, 20 нм, и 40 нм. Исследовалось поведение NV центров в наноалмазах размером 100 нм и 50 нм, размещенных на поверхности образца, методом, изложенным ниже (см. главу 2.2.2).

Поскольку пропускание данного образца ГММ составляет менее 5% в диапазоне длин волн излучателя и накачки, исследование NV центров на поверхности ГММ проводилось в конфигурации Объектив - Иммерсионное масло - Наноалмаз - Подложка ГММ. (см. рисунок 2.4). Процедура подготовки образцов описана в главе 2.2. В результате были изготовлены две конфигурации образцов: в одной наноалмазы расположены по всему объему полимерного слоя (PVA)², во второй наноалмазы расположены на поверхности ГММ тонким слоем.

В конфокальном микроскопе (подробнее см. глава 3.1) выбирались наноалмазы с одиночными NV центрами. Путем измерения автокорреляционной функции $g^{(2)}(\tau)$ отбирались те NV центры, у которых $g^{(2)}(0) < 0.5$ (Подробнее см. глава 1) (см рисунок 2.5).

² PVA - поливиниловый спирт

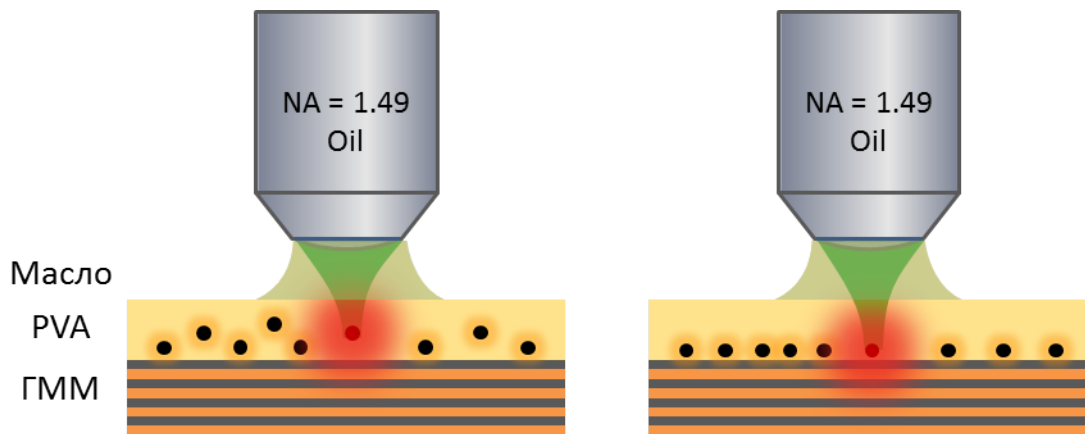


Рис. 2.4. Схематическое изображение структуры исследуемого объекта. Слева: нанесение смеси наноалмазной суспензии и PVA. Справа: послойное нанесение - алмазная смесь и защитный слой PVA

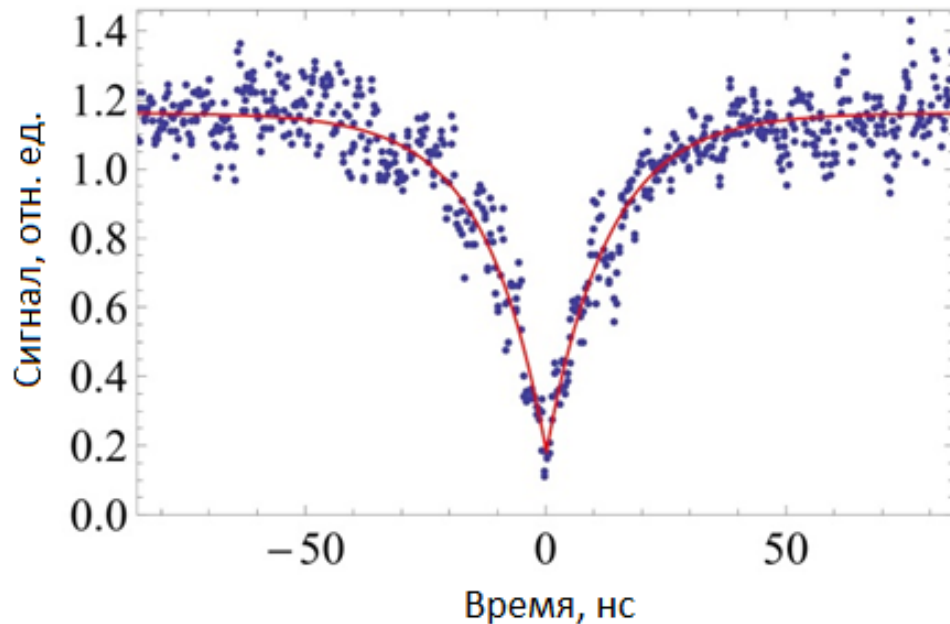


Рис. 2.5. Пример автокорреляционной функции $g^2(\tau)$ NV центра на ГММ с толщиной слоев 10 нм, размер алмаза 50 нм, способ нанесения алмазной смеси - послойный с созданием приповерхностного слоя наноалмазов (см. главу 2.2), занесенный в статистику

В результате, для каждой совокупности параметров экспериментов (толщины слоев ГММ, размеры размещаемых наноалмазов, способ нанесения алмазной смеси, качество поверхности ГММ и т.д.), набиралась статистика данных о времени затухания

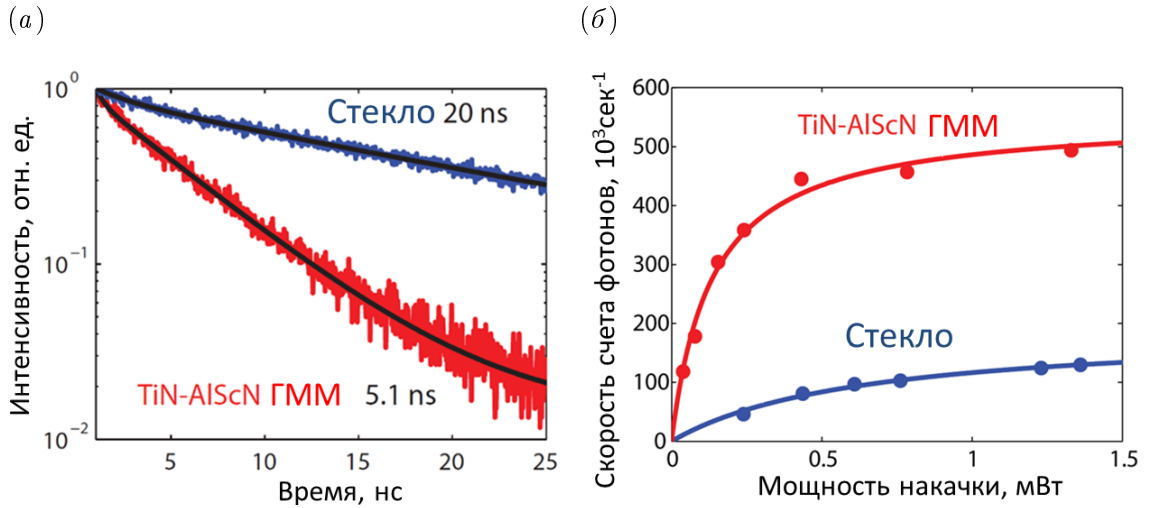


Рис. 2.6. Пример данных, учитываемых в статистике. Слева: кривая распада флюоресценции NV центра в наноалмазе размещенного на стеклянной подложке (синий цвет) и на ГММ (красный цвет). Справа: кривая зависимости числа отсчетов от мощности накачки, синяя кривая - на стекле, красная кривая - на образце ГММ. Образец ГММ с толщинами слоев 10 нм.

флюоресценции и числе собираемых фотонов в режиме насыщения по мощности накачки (см. рисунок 2.6). Результаты представлены ниже.

Проанализировав статистику времен жизни на ГММ с толщинами слоев 20 нм, 10 нм и 5 нм, было обнаружено, что в соответствии с [116], толщина 10 нм является оптимальной для усиления спонтанной эмиссии. Несмотря на то, что при слое 5 нм, величина возможных векторов k , для которых применимо приближение эффективной среды больше при меньших размерах слоев, оптические свойства входящих в состав ГММ материалов начинают меняться, приводя к тому, что материал перестает быть гиперболическим (см. рис. 2.7).

Также было измерено время жизни возбуждения NV центра, взаимодействующего с ГММ, в зависимости от размера наноалмаза, содержащего центр окраски. Исследовались наноалмазы размером 100 нм и 50 нм. На рисунке 2.8 слева изображено распределение времен жизни для двух групп наноалмазов. Видно, что меньшие наноалмазы обеспечивают в среднем меньшее время жизни возбужденного состояния, что объясняется тем, что в таких наноалмазах в среднем расстояние от NV центра до поверхности ГММ меньше. Как видно из рисунка 2.8б)[37], эффект Парселла в такой системе сильно зависит от расстояния до поверхности, что и подтверждается данным экспериментом

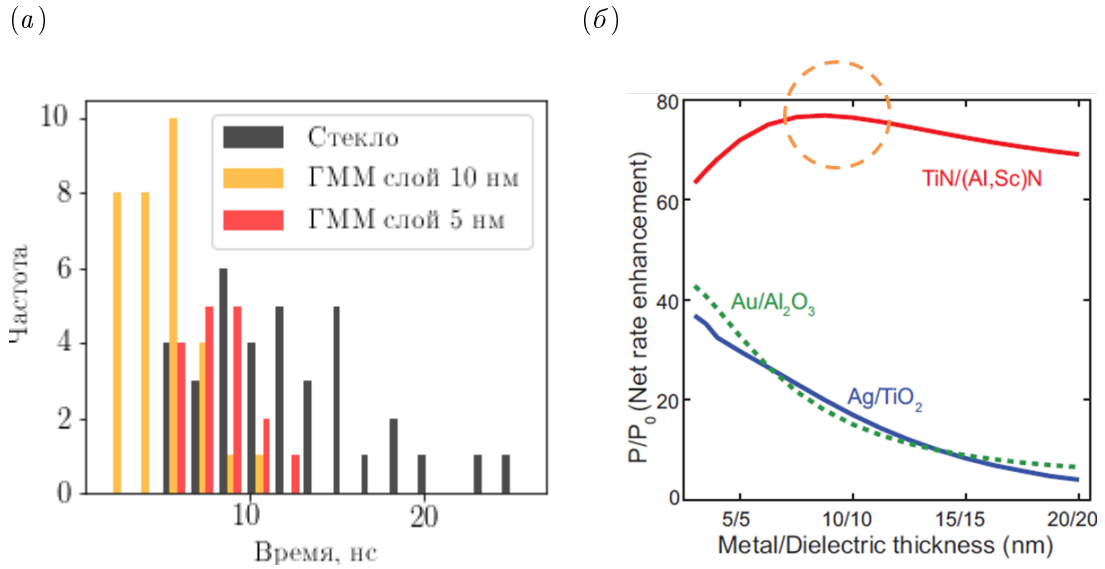


Рис. 2.7. Слева: Зависимость времени жизни флюоресценции NV центра от толщины слоя ГММ. Справа: Теоретическая зависимость эффекта Парселла для ГММ [116]

2.8 а). Среднее время жизни возбужденного состояния составляет 4.8 нс и 7.2 нс для наноалмазов 50 и 100 нм соответственно и отличается в 1.5 раза, что согласуется с выводами теоретической модели, принимая, что расстояние в 100 нанометровом алмазе от NV центра до поверхности ГММ составляет в среднем 50 нм, а в 50 нанометровом алмазе - 25 нм.

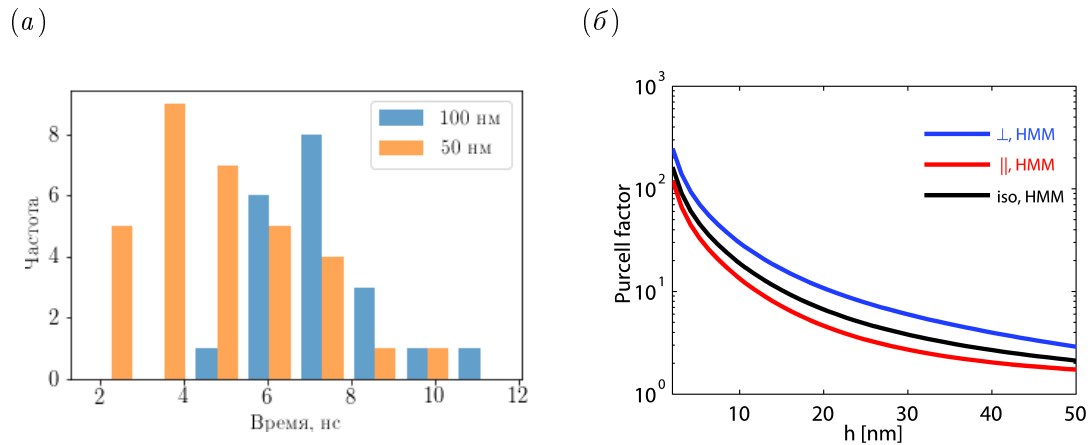


Рис. 2.8. а) Гистограмма распределения времени жизни NV центров для двух размеров наноалмазов. Средние значения составляют 4.8 и 7.2 нс для 50 и 100 нм соответственно. б) Теоретическая зависимость коэффициента Парселла от расстояния между NV центром и поверхностью ГММ. Цветом обозначена ориентация диполя излучателя

Было установлено, что целесообразно наносить наноалмазы на поверхность ГММ методом послойного нанесения (см. рисунок 2.4). Разница между распределением времен жизни незначительна, но видно, что при способе нанесения по слоям, в отличие от метода нанесения из однородного раствора PVA с наноалмазами, распределение становится более узким и имеет меньшее среднее значение. При послойном нанесении среднее время жизни 5.6 нс, а ширина распределения составляет 1.8 нс. При нанесении смеси алмазной взвеси и полимера среднее время жизни составляет 6.78 нс, а ширина распределения 2.65 нс (см. рисунок 2.9).

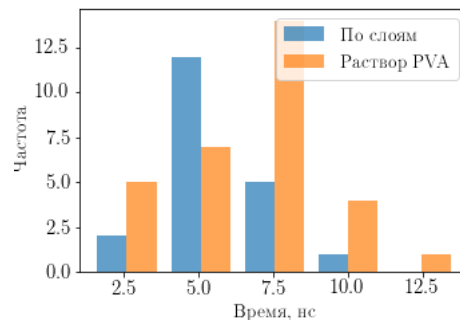


Рис. 2.9. Гистограмма распределения времени жизни для двух методов нанесения наноалмазов из раствора PVA и по слоям

В результате, из имеющихся в распоряжении был выбран ГММ с толщиной слоев 10 нм и наноалмазы размером 50 нм. Исходя из теоретических расчетов ([37]), ожидаемый эффект уменьшения времени флюоресценции составляет в среднем 4, а увеличение числа собираемых фотонов равно 20 % (см. рисунок 2.10). В эксперименте было обнаружено, что увеличение числа фотонов в среднем составило 1.8, что оказалось несколько больше теоретических оценок. Кроме того, помимо основного статистического максимума, наблюдался второй статистический пик, для которого увеличение числа регистрируемых фотонов оказалось равно 4.8. Эта группа измерений была проведена на отдельном образце ГММ. Изображение в сканирующем электронном микроскопе показало, что этот образец был плотно покрыт поверхностными дефектами. Эффект увеличения числа фотонов в 4.8 раз был ассоциирован с наличием поверхностных дефектов, играющих роль случайных наноантенн (см. рисунок 2.12 справа) на поверхности ГММ и взаимодействию поля, распространяющегося внутри ГММ с ними, в результате чего, увеличивается поток фотонов в апертуру объектива микроскопа (см. рисунок 2.10б).

Уменьшение времени жизни флюоресценции составило в среднем 4 и находится в соответствии с теоретическими расчетами.

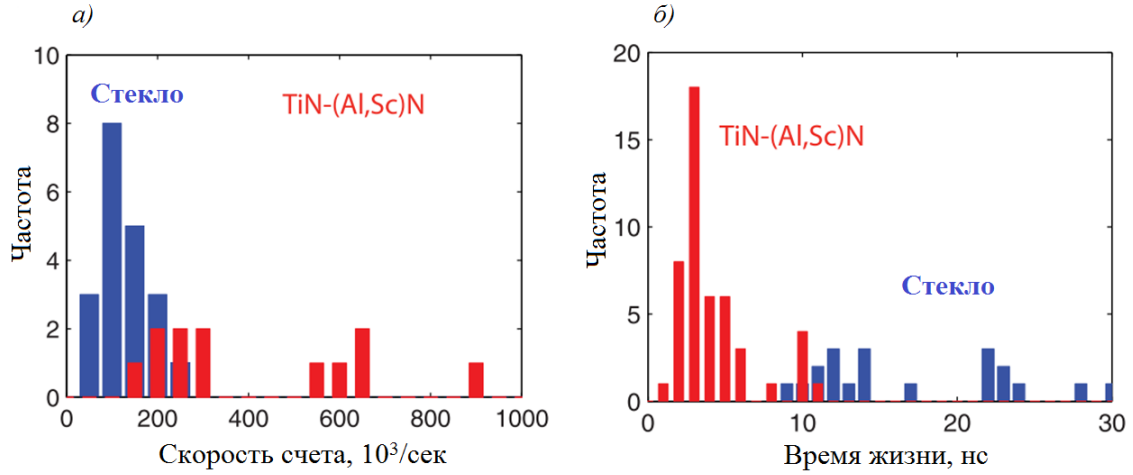


Рис. 2.10. а) Результат измерения распределения скорости счета одиночных фотонов в секунду. Распределение состоит из двух групп, первая группа соответствует теоретическим предсказаниям и имеет в среднем в 1.8 раз большую скорость счета. Вторая группа имеет среднюю скорость счета одиночных фотонов в 4.7 раз больше. б) Результат измерения распределения времени жизни на лучшем ГММ, с толщиной слоев 10x10 нм с использованием наноалмазов диаметром 50 нм и на покровном стекле. Среднее время жизни уменьшилось в 4.5, а минимальное измеренное время жизни составило 1.5 нс.

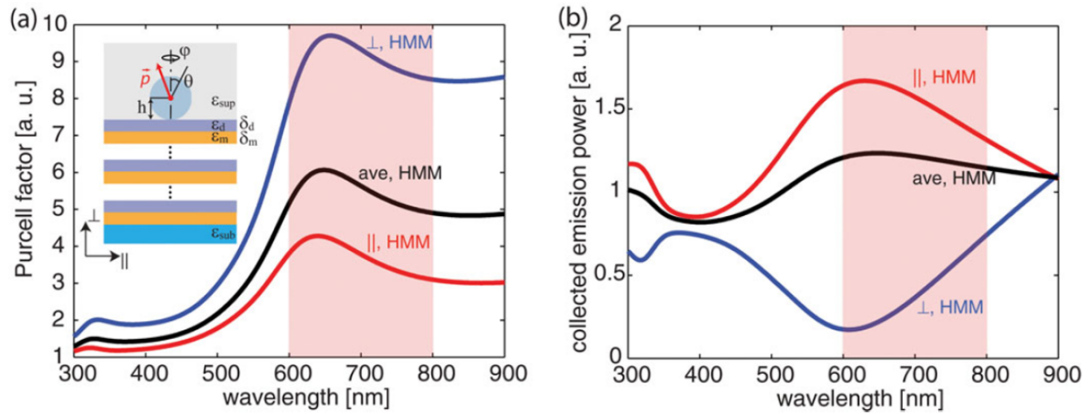


Рис. 2.11. Теоретический расчет а) коэффициент усиления Парселла, б) увеличение числа собираемых фотонов [37].

В перспективе контролируемое совмещение наноантенн с одиночными наноалмазами для вывода внутренних мод ГММ может быть использовано для создания ультра ярких источников одиночных фотонов и эффективных спин- фотонных интерфейсов.

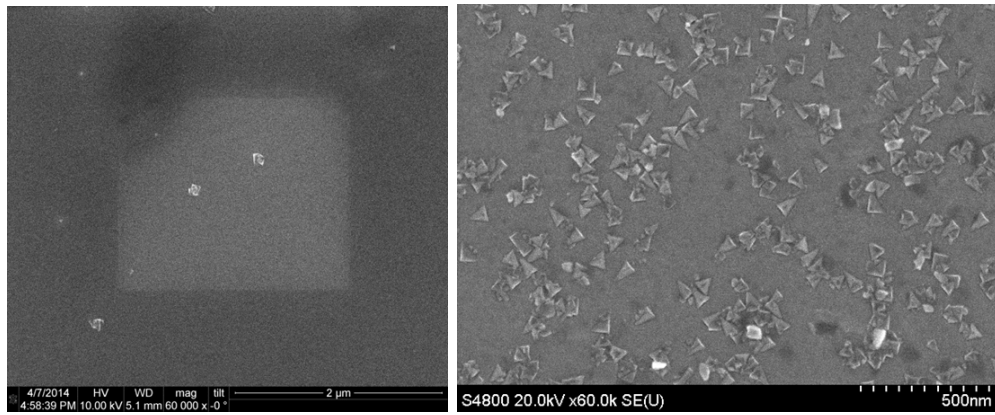


Рис. 2.12. Изображение поверхности ГММ в сканирующем электронном микроскопе, с размещенными нанодиамазми на поверхности. Слева: ГММ без дефектов, Справа: ГММ с дефектами. Светлые объекты - нанокристаллы алмаза

Пример подобного типа антенн приведен в [118] для случая использования ГММ для массива квантовых точек, использование таких нанодантенн совместно с ГММ увеличивает число собираемых фотонов в апертуру объектива до 20 раз. Дизайн и создание подобных антенн на поверхности ГММ и сопряжение их с одиночными центрами окраски - предмет будущих работ.

2.2. Подготовка образцов

2.2.1. Подготовка раствора нанодиамазов

В работе в основном использовались монокристаллические нанодиамазы в водном растворе (производство фирмы Microdiamandt). Алмазы изготавливают по технологии HPHT (тип Ib, концентрация азота $N = 300 \text{ ppm}$), затем измельчают до наноразмеров, и сортируют по размеру [120]. В настоящей работе исследовались нанокристаллы с наименьшим доступным размерами 50 нм и 100 нм, в которых содержатся NV центры. Процесс подготовки раствора нанодиамазов к нанесению включал в себя:

1. Очистка алмазов в центрифуге
2. Приготовление раствора водной алмазной смеси в Поливинилом Спирте

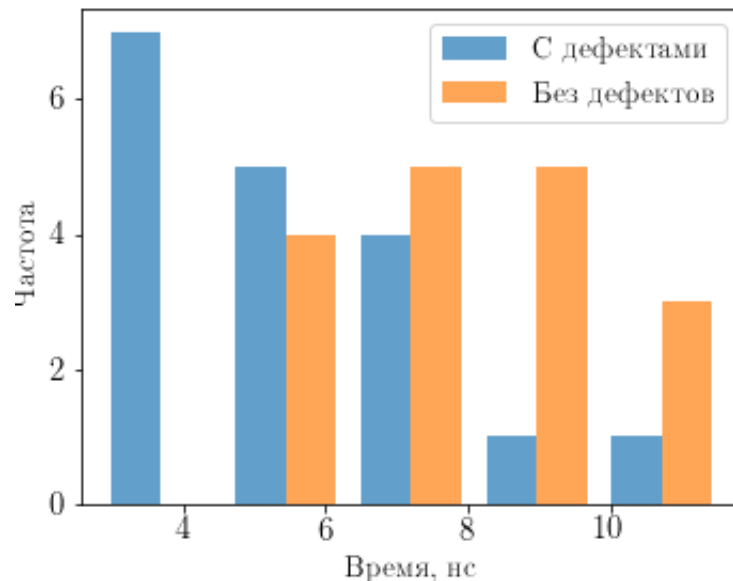


Рис. 2.13. Гистограмма для распределения времени жизни на образцах с дефектами поверхности (синий) и без дефектов (оранжевый)

Очистка алмазов в центрифуге

Раствор наноалмазов представляет из себя непрозрачную серую жидкость. При этом алмазы выпадают в осадок при длительном покое раствора. В растворе присутствуют различные примеси и частицы грязи, затрудняющие поиск NV центров в эксперименте. Предварительно их необходимо отсечь. Первичная очистка алмазного раствора производится методом центрифугирования. Алмазная смесь разливается по пробиркам (Eppendorf 1.5 мл), пробирки раскручиваются до скорости вращения около 10000 об/мин, испытывая ускорение 50000 g. Наиболее крупные наночастицы алмаза быстро выпадают в осадок на дне пробирки, а более мелкие частицы грязи дольше остаются в растворе. Раствор над осадком с грязью заменяется на чистую деионизованную воду (DI) и взбалтывается. Вся процедура повторяется 3-4 раза до достижения раствором прозрачной консистенции (см. рис.2.14).

Приготовление смеси водно-алмазной суспензии с поливиниловым спиртом (PVA)

Поливиниловый спирт (PVA) может быть использован для улучшенной адгезии наноалмазов к подложке в случае использования микроскопных объективов с иммерсионными жидкостями. Раствор PVA образует тонкую полимерную пленку, защищаю-

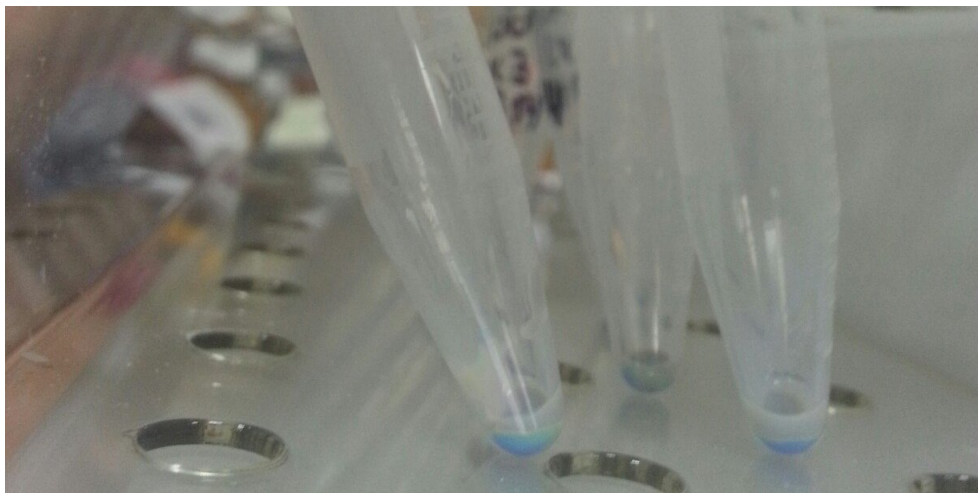


Рис. 2.14. Очищенный раствор наноалмазов, осевший в осадок. В растворе использовались наноалмазы диаметром 100 нм

щую нанокристаллы алмаза от попадания масла. Было замечено, что без использования PVA кристаллы алмаза исчезают из поля зрения микроскопа после фокусировки. Это может быть вызвано локальными конвекционными потоками вследствие точечного нагрева образца излучением [121]. Использование суспензии водно-алмазной смеси и 1.5% раствора PVA в DI в соотношении 1:1 решает эту проблему и способствует надежному и устойчивому к воздействию иммерсионного масла присоединению нанокристаллов к подложке. Это становится важно, когда исследуемая подложка представляет из себя непрозрачный материал. Примером такого материала служит ГММ, который был использован в данной работе для усиления спонтанной эмиссии NV центров [37].

2.2.2. Нанесение алмазно-полимерной смеси на плоские подложки

Наиболее простой способ создания образца с использованием NV центра - случайное однородное нанесение суспензии наноалмазов на плоскую подложку, однородную или с массивом исследуемых структур. Такой метод позволяет наносить неупорядоченные массивы наноалмазов с различными поверхностными концентрациями. Можно подобрать параметры концентрации исходного раствора и параметры нанесения на образец таким образом, что в результате образуется тонкий полимерный слой с наноалмазами толщиной порядка 100 нм. При этом расстояние между соседними алмазами оказывается больше предела разрешения объектива микроскопа. В таком случае имеется возможность адресовать оптическое возбуждение к одиночному наноалмазу,

содержащему одиночный NV центр (рисунок 2.15). Нанесение алмазной смеси (или

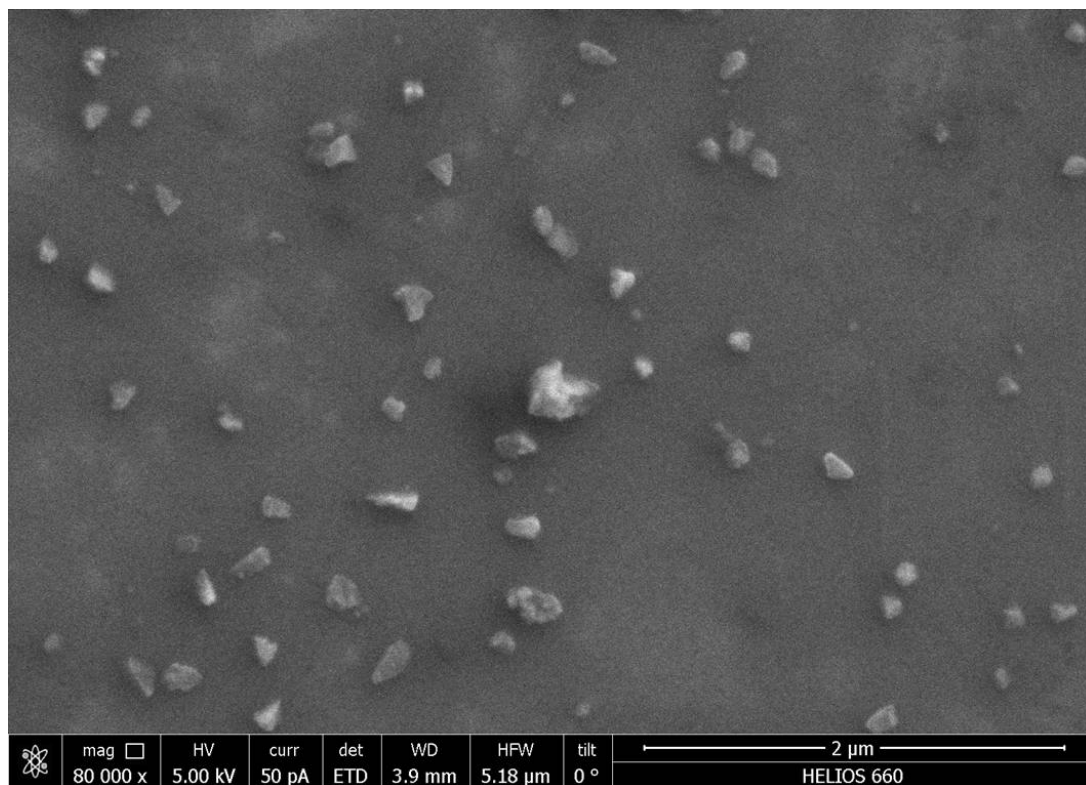


Рис. 2.15. Изображение плоской поверхности в электронном сканирующем микроскопе. Отчетливо видны наноалмазы размером от 50 до 150 нм.

раствора алмазной взвеси с PVA - алмазно полимерной смеси) производится методом центрифугирования (spin-coating). В результате того, что подложка вращается с высокой скоростью, капля алмазной взвеси растекается равномерным тонким слоем по её поверхности. Толщина слоя зависит от скорости вращения. Нанесение производится в атмосфере азота. Капля алмазной взвеси объемом 20 мкл наносится на образец при помощи микродозатора (Ленпипет 10 мкл). Тонкий слой смеси высушивается в чистой атмосфере азота, образуя монослой наноалмазов. В данной работе при помощи микродозатора наносилось 20 мкл водно-алмазной смеси на предварительно очищенную методом описанным в главе 2.2.3 подложку. После этого подложка раскручивалась в центрифуге (Laurell) до скорости вращения 2000 об/мин в течении 2 минут в азотной атмосфере до полного высыхания взвеси.

2.2.3. Подготовка поверхности

Для того, чтобы водно-полимерный раствор имел хорошую адгезию к поверхности подложки, необходимо провести качественную очистку поверхности образца. Если материал подложки допускает кислотную обработку, она подвергается чистке в смеси «Пирания»³, либо в «Хромовой» смеси⁴. Чувствительные к этим смесям материалы (металлы и некоторые диэлектрики) очищаются с использованием органических растворителей в следующем порядке: Ацетон⁵ → Метанол → Изопропанол → Дистиллированная вода (либо деионизованная). Очистка производится в ультразвуковой ванне. Также целесообразно для финишной очистки использовать плазменный очиститель мощностью 10-20 Ватт. После очистки в смесях или в растворителях образец высушивается в струе чистого азота. Поверхность должна быть однородной в отражении, без разводов. Капля воды должна разливаться по всей поверхности подложки до границ тонким слоем. В данной работе подложки ГММ очищались при помощи органических растворителей. Очистка стеклянных подложек проводилась всеми описанными выше методами.

2.3. Конфокальный микроскоп

В экспериментах использовался конфокальный микроскоп, собранный в нашей лаборатории. Конфокальный микроскоп собран на оптическом столе (Newport Smart Table ST-200) с автоматической компенсацией вибраций. Принципиальная схема микроскопа представлена на рисунке 2.16. Он состоит из высокоапертурного объектива (Nikon NA 0.95 WD 0.15, Nikon Oil NA 1.49 WD 0.13), дихроического делителя пучка, отклоняющихся гальво-зеркал. Одномодовые оптические волокна используются для подвода накачки и сбора излучения на фотоприемники, заменяя точечную диафрагму (pinhole) для сбора излучения только из фокуса объектива. В качестве накачки используются непрерывный лазер (Coherent Compass 100 мВт 532 нм) и пикосекундный импульсный лазер (PicoQuant LDH-P-FA-530XL 5 мВт, 5-80 МГц, 532 нм).

Канал сбора конфокального микроскопа сопряжен с интерферометром Ханбурри-Брауна-Твисса (ХБТ) для анализа статистики излучения и измерения временной кор-

³ «Пирания» (Piranha etch) - раствор концентрированной серной кислоты (H_2SO_4) и концентрата перекиси водорода (H_2O_2) в соотношении 3 к 1

⁴ «Хромовая» смесь - раствор оксида Хрома (Cr_2O_3 0.5 г) в серной кислоте (H_2SO_4 17 мл)

⁵ Ацетон Особо чистый(ОСЧ) либо химически чистый (ХЧ)

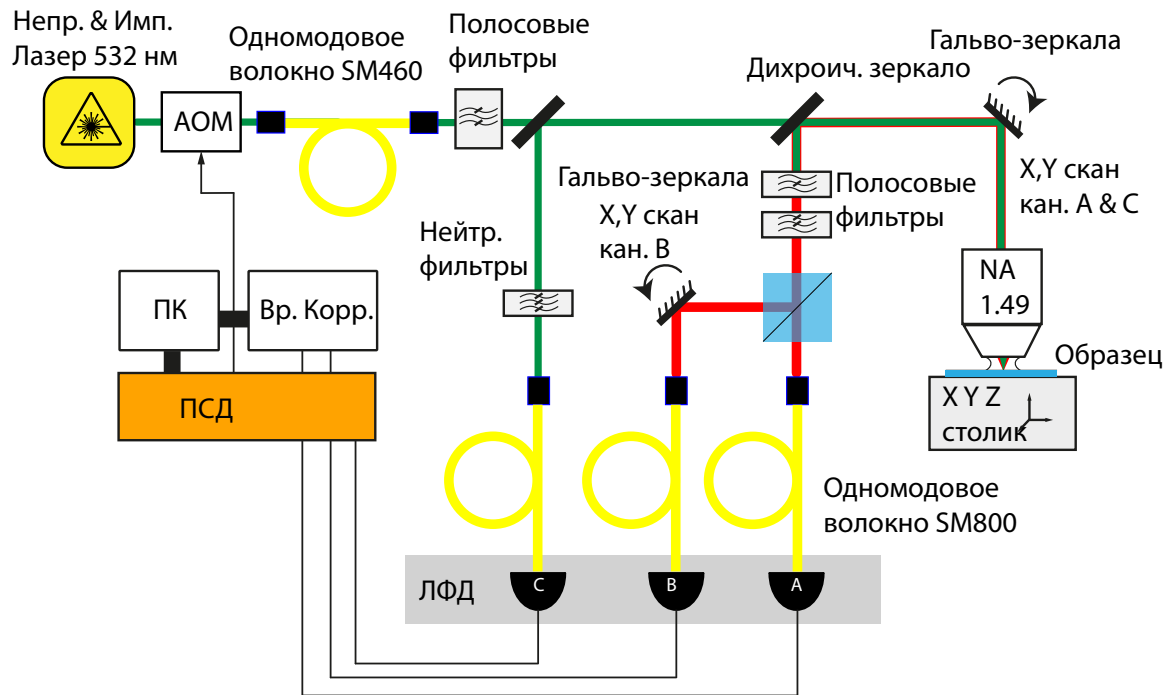
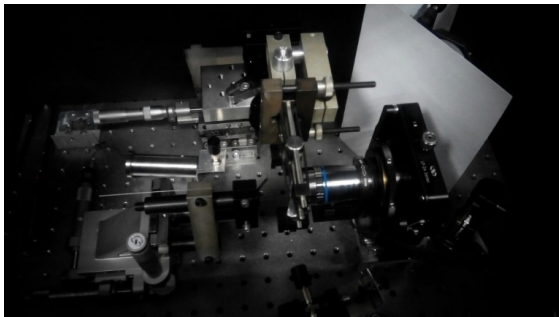


Рис. 2.16. Изображение принципиальной схемы конфокального микроскопа

(а)



(б)



Рис. 2.17. а) Изображение объектива конфокального микроскопа, б) Изображение формирователя накачивающего излучения

реляции прихода фотонов и состоит из двух каналов. Каждый канал содержит набор фильтров: корректирующий (notch) фильтр (Semrock NF03-532E-25), который блокирует излучение накачивающего лазера, односторонний фильтр (Semrock LP02-633RU-25), пропускающий только длины волн более 633 нм. Далее излучение в каждом канале заводится при помощи коллиматоров в одномодовое оптическое волокно (Thorlabs SM800) и поступает на лавинные фотодиоды (Perkin-Elmer SPCM-AQR). TTL сигнал с фотоприемников передается на цифровое обрабатывающее оборудование: плата сбора данных NI

LabView DAQ-MX и плата измерения временных корреляций PicoHarp300 PICOQuant. Собранные данные обрабатываются на компьютере. Суммарная эффективность регистрации фотонов в конфокальном микроскопе в обоих каналах составляет около 1%.

2.3.1. Измерения в режиме временной корреляции

Для измерения в режиме временных корреляций сигнала в установке конфокального микроскопа установлен электронный блок корреляции сигналов Stand-alone TCSPC Module PicoHarp 300 (Pico Quant). Прибор работает по схеме «Старт-Стоп». В качестве стартового сигнала используется сигнал с фотодиода канала «А», либо внешний синхроимпульс (SYNC) импульсного лазера, а в качестве стопового - сигнал с фотодиода канала «В». После прихода сигнала на вход «Старт» запускается таймер, который останавливается при регистрации сигнала канала «Стоп». При превышении значения таймером установленного лимита, он сбрасывается. Все измеренные таймером времена накапливаются и представляются в виде гистограммы. Блок имеет минимальное разрешение по времени 4 пикосекунды.

Измерение времени затухания флюоресценции

Для измерения времени затухания флюоресценции в качестве накачивающего лазера в конфокальном микроскопе используется импульсный пикосекундный лазер. Выход SYNC лазера, выдающий сигнал синхронизации с лазерными импульсами, соединяется с каналом «Старт» блока электронной корреляции. Сигнал из детектора канала «В» соединяется с каналом «Стоп».

Поскольку время жизни флюоресценции NV центров составляет около 15 нс, а время лазерного импульса менее 80 пикосекунд, за время импульса вероятность испускания двух фотонов пренебрежимо мала. Вероятность распада, определяемая экспоненциальным законом, задает статистику времен регистрации фотона после накачивающего импульса.

На рисунке 2.18 изображена статистика времен регистрации фотонов на детекторе, отсчитанных с момента испускания лазерного импульса. Статистика подтверждает экспоненциальный характер распада возбужденного состояния с характерным временем распада порядка 10 нс. В общем случае, статистика описывается суммой нескольких экспонент. «Быстрая» экспонента, как правило, соответствуют фоновому излучению

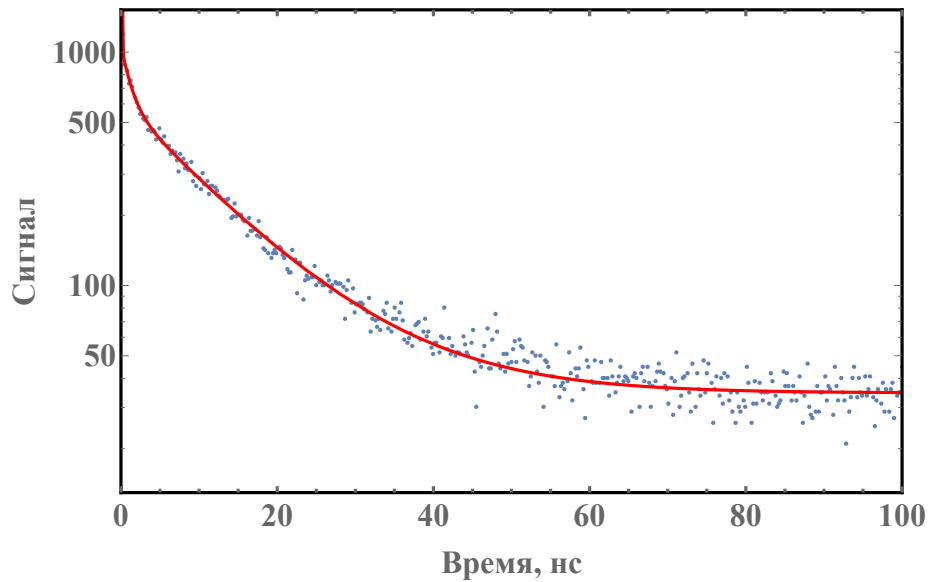


Рис. 2.18. Статистика времен приходов фотонов с момента подачи накачивающего импульса на NV центр пикосекундным лазером

подложки, а «длинная» - переходу сигнала излучения NV центра в зону доминирования приборного шума. Поэтому в логарифмическом масштабе распределение выглядит как сумма нескольких плавно переходящих прямых.

Измерение автокорреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$

Принцип измерения автокорреляционной функции 2-го порядка описан в главе 1.4. В настоящей работе использовалась система, изображенная на рисунке 2.16. Для измерения автокорреляционной функции второго порядка используется интерферометр Ханбурри-Брауна-Твисса, совмещенный с конфокальным микроскопом. Сигнал с однофотонных фотодетекторов поступает на блок электронной корреляции, работающий по принципу «Старт-Стоп», в которой канал «Старт» запускается сигналом с одного из фотодетекторов, а сигнал «Стоп» запускается вторым фотодетектором 2.19

Пример измерения автокорреляционной функции второго порядка приведен на рисунке 2.20.

Для данного NV центра, расположенного на стеклянной подложке, наблюдались мерцания, обусловленные ионизацией, с характерным временем рекомбинации порядка 300 нс, что привело к группировке фотонов и значению $g^{(2)}(\tau)$ в крыльях автокорреляционной функции от -100 до 100 нс больше 1.

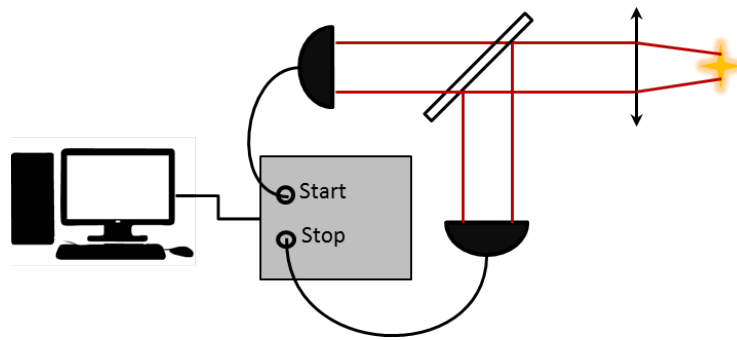


Рис. 2.19. Схема установки измерения автокорреляционной функции $g^{(2)}(\tau)$.

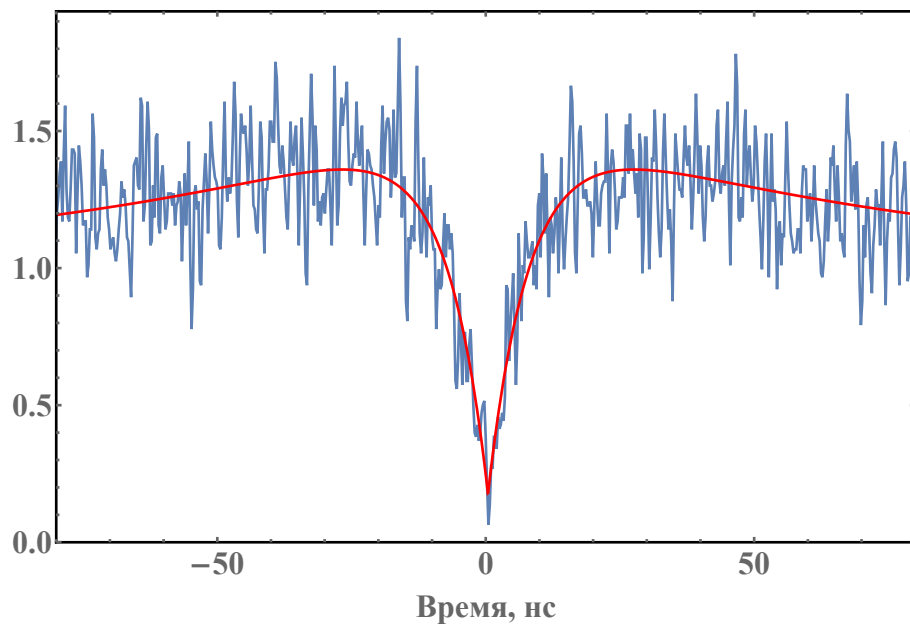


Рис. 2.20. Пример измерения автокорреляционной функции излучения одиночного NV центра, расположенного на стеклянной подложке. Характерные «крылья» наблюдаются в связи с тем, что NV центр в процессе непрерывного измерения функции переходит из состояния NV^- в состояние NV^0 , в результате чего меняется интенсивность его излучения. Этот эффект приводит к так называемой группировке фотонов на масштабах характерного времени ионизации - около 200-500 нс. Группировка фотонов приводит к увеличению значения автокорреляционной функции второго порядка (см. главу 1.4)

Глава 3

Однофотонный сверхпроводящий детектор для видимого и ближнего инфракрасного диапазона

Благодаря недавним достижениям в области нанофотоники, плазмоники и квантовой оптики, в настоящее время открываются возможности создания интегральных квантово-оптических систем на базе твердотельных спиновых систем, таких как NV центр в алмазе. В настоящее время основным направлением исследований является разработка квантовых излучателей с высокой интенсивностью однофотонного излучения за счет использования различных усиливающих структур, таких как фотонно-кристаллических резонаторов [122], кольцевых резонаторов [123], плазмонных волноводов и резонаторов [124, 125], метаматериалов и метаповерхностей с различными квантовыми системами [37, 118]. Усиленные квантовые излучатели, в свою очередь, накладывают ограничения на однофотонные детекторы, а именно, на динамический диапазон скорости счета фотонов и скорость срабатывания детектора (Джиттер). Таким образом, дальнейшее совершенствование линий связи и сенсорных приложений на базе квантовых систем естественным образом связано с развитием однофотонных детекторов.

Сверхпроводящие фотодетекторы (SSPD) обладают на порядок большим динамическим диапазоном, чем кремниевые лавинные фотодиоды [126, 127]. Фотодетекторы, предшествующие данной работе показывали высокий уровень параметров в инфракрасном телекоммуникационном диапазоне (1550 нм) [128]. Современные результаты исследований квантово-оптических свойств твердотельных центров окраски в алмазе и других квантовых излучателей, улучшенных за счет нанофотонных структур показывают, что требуется адаптация технологии сверхпроводящих детекторов для работы с такими системами. В связи с этим, в рамках данной работы, специально для задач решаемых в ходе данной работы, совместно с группой Г. Гольцмана на основе идей, сформулированных ранее [129, 130], были разработаны и протестированы сверхпроводящие детекторы нового поколения. В отличие от предыдущих детекторов, работающих преимущественно в инфракрасной области спектра, данные детекторы были оптимизированы под диапазон длин волн 600-1100 нм, соответствующий области излучения таких перспективных центров окраски в алмазе как NV, SiV, GeV и SnV центры (см.

таблицу 1.1). Тестирование детекторов производилось в рамках эксперимента с исследованием NV центра на поверхности ГММ, описываемого в главе 2, с использованием конфокального микроскопа совмещенного с интерферометром ХБТ, описанного в главе 2.3.

3.1. Устройство и характеристики детектора

На рисунке 3.1а изображена схема работы чувствительного элемента сверхпроводящего фотодетектора. SSPD состоит из 4 нм тонкого слоя NbN на подложке из кремния с промежуточным слоем 160 нм SiO₂. Этот слой представляет из себя слабый широкополосный резонатор для увеличения квантовой эффективности детектора в желаемом диапазоне. Активный элемент детектора - меандр из NbN длиной 120 нм, который покрывает 7x7 квадратных микрона поверхности с коэффициентом заполнения 0.6. Каждый чувствительный элемент соединен с одномодовым волокном (SM800, Thorlabs) с диаметром моды 5.6 микрометров на длине волны 830 нм. При попадании фотона на детектор и его поглощении меандр испытывает локальный нагрев. При нагреве меандр выходит из сверхпроводящего состояния, что приводит к электрическому импульсу на выходе детектора, т.к. через детектор пропускается постоянный ток смещения. Этот импульс обрабатывается электроникой, управляющей работой детектора и передается на счетчик фотонов, либо на блок временной корреляции. Спектральная зависимость квантовой эффективности (КЭ) изображена на рисунке 3.1б. Измеренная КЭ (изображена красными точками) имеет широкое распределение с максимумом в районе 700-800 нм, что покрывает диапазон излучения NV и SiV центров окраски в алмазе. Уменьшение КЭ на меньших длинах волн вызвано наличием резонатора, на котором расположен детектор. Уменьшение КЭ на больших длинах волн вызвано уменьшением энергии одного фотона, т.е. фотон поглощается детектором, но не переводит меандр в проводящее состояние.

Из-за особенностей конструкции детектора, квантовая эффективность устройства зависит от поляризации падающего излучения [131]. Данный детектор имеет максимальную квантовую эффективность 20% для оптимальной поляризации, 18% для неполяризованного света на длине волны ноль-фононной линии NV центра (637 нм) и слегка улучшается при увеличении длины волны до 750-800 нм, достигая эффективности 30%. Зависимость квантовой эффективности детектора для различных поляризаций пада-

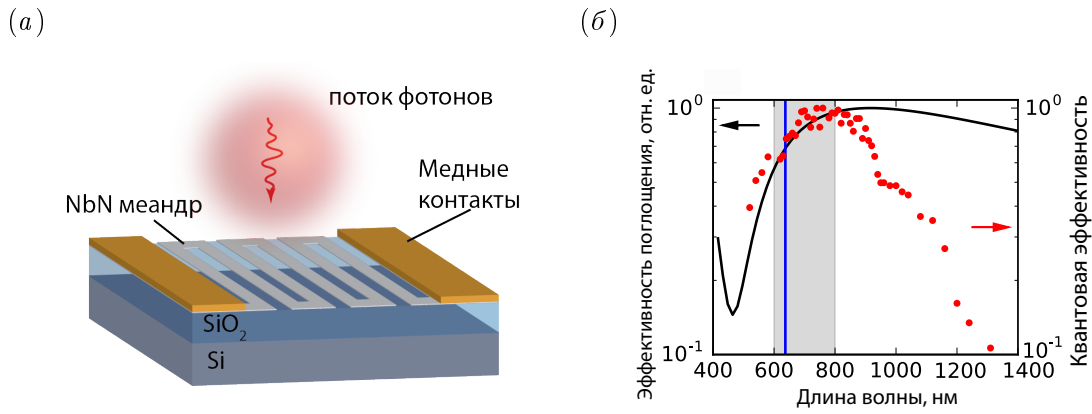


Рис. 3.1. а) Схема работы чувствительного элемента сверхпроводящего детектора. б) Красными точками - спектральная зависимость квантовой эффективности детектора, черная кривая - зависимость поглощения фотона в детекторе

ющего света от рабочего тока смещения детектора изображена цветными точками на рисунке 3.2а. Уровень темновых отсчетов детектора в зависимости от рабочего тока смещения детектора изображен черными точками на рисунке 3.2а. Относительные единицы измерения рабочего тока смещения на картинке нормированы на критический ток смещения детектора, при котором сверхпроводимость в меандре полностью разрушается. Для детектора, работающего при температуре 4.2 К критический ток равен $29\mu\text{A}$. Из рисунка 3.2а видно, что квантовая эффективность детектора насыщается при значении темновых шумов на уровне 0.1^{-1} . Такое низкое значение было получено благодаря фильтрации комнатных тепловых фотонов с использованием изогнутого охлажденного одномодового волокна [132].

Ключевым преимуществом детектора является ультракороткий джиттер, менее 65 пс. На рисунке 3.2б представлены измерения времени срабатывания детектора. Джиттер был измерен при помощи импульсного лазера с длительностью менее 45 пс и частотой повторения 200 МГц. Лазер был ослаблен до уровня менее одного фотона за импульс. На рисунке 3.2б представлена гистограмма возрастающего фронта распределения времен срабатывания детектора, измеренного с помощью осциллографа (Tektronix DPO 70404C). Джиттер, определенный как ширина на полувысоте распределения деконволюции измеренного распределения с формой лазерного импульса, оказался равным 62 пс.

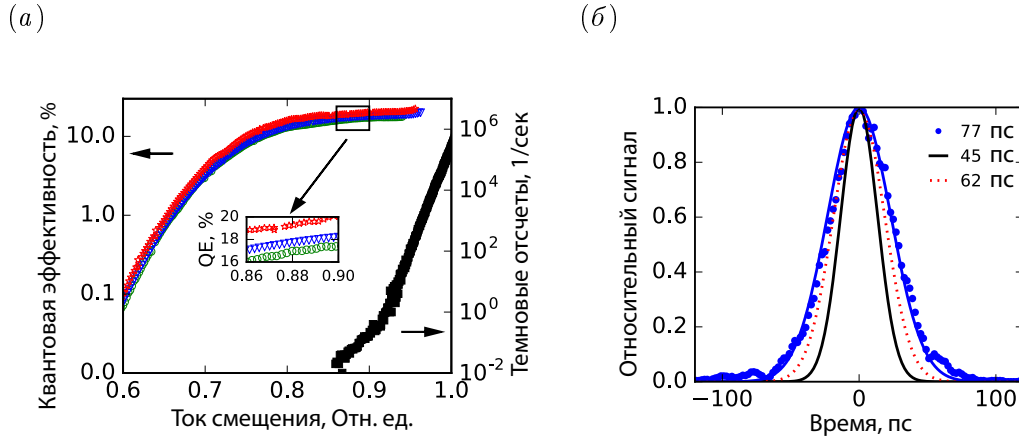


Рис. 3.2. Характеристики детектора. а) Квантовая эффективность детектора для различных поляризаций падающего излучения. Черной кривой отображены темновые отсчеты в зависимости от рабочего тока детектора. Ток смещения отображен в единицах критического тока детектора. б) Измерение времени срабатывания детектора

3.2. Использование детектора на максимальных скоростях счета фотонов

Важным параметром однофотонного детектора является его динамический диапазон или максимальная скорость счета фотонов. Поведение детектора на максимальных отсчетах в последнее время вызвало повышенный интерес за счет использования «ослепляющих» атак на линии связи, использующие технологии квантовой криптографии [133, 134]

На рисунке 3.3а изображена зависимость максимальной скорости счета детектора от рабочего тока смещения (синяя кривая). Максимально достижимая скорость счета сильно зависит от рабочего тока детектора. Зависимость содержит резкий скачок при определенном токе смещения с последующим плавным уменьшением. Максимальное число отсчетов детектора составляет 270 МГц. Мертвое время детектора составляет 3 нс (рисунок 3.3б), что соответствует 280 МГц и согласуется с данными максимального числа отсчетов. Важно отметить, что максимальное число отсчетов наблюдается при довольно низкой квантовой эффективности детектора (рисунок 3.3а красная кривая). Благодаря низким темновым отсчетам сверхпроводящего детектора, отношение сигнал-шум детектора от этого не сильно ухудшается.

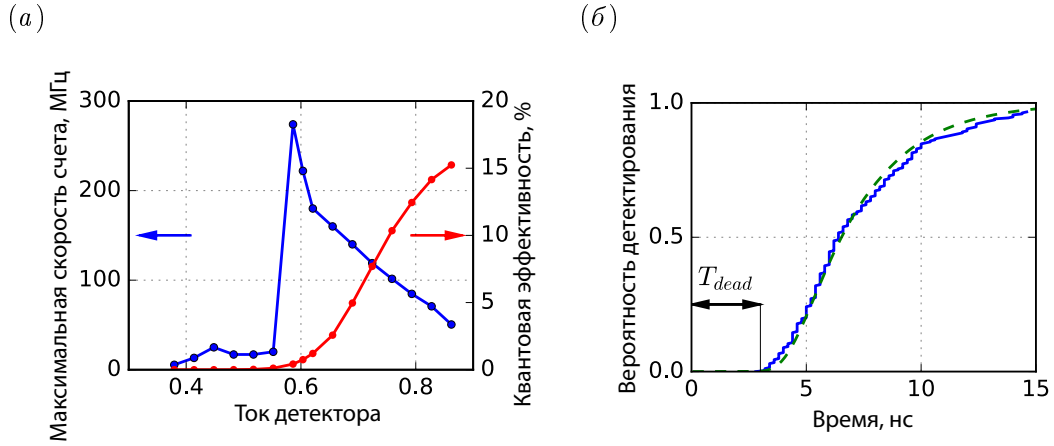


Рис. 3.3. Максимальная скорость счета детектора. а) Зависимость максимальной скорости счета детектора от рабочего тока смещения, синяя кривая. Квантовая эффективность - красная кривая. Ток детектора отмечен в относительных величинах, нормированный на величину критического тока б) Вероятность детектирования при условии детектирования в момент времени $t = 0$. Синяя кривая - экспериментальные данные, зеленая пунктирная линия - модельный фит

3.3. Тестирование детектора в реальном эксперименте:

исследование излучения NV центра на поверхности ГММ.

Сравнение с лавинным фотодиодом

Одним из примеров существенного изменения излучательных свойств NV центров является использование гиперболических метаматериаллов (см. [37], главу 2). Для исследования эффективности использования созданных сверхпроводящих детекторов в эксперименте, описанном в главе 2, в ряде измерений, помимо использования лавинных фотодиодов Perkin-Elmer (SPCM-AQRH-14-FC), была использована пара сверхпроводящих детекторов нового поколения, описываемых в данной главе.

С использованием данных детекторов были измерены автокорреляционная функция $g^{(2)}(\tau)$ 3.4 и время затухания флуоресценции.

Автокорреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ измерялась в течение 300 секунд для лавинных фотодиодов и для сверхпроводящих детекторов с использованием интерферометра ХБТ, совмещенного с конфокальным микроскопом, описанным в главе 2.3. Отметим, что созданные детекторы имеют ультранизкие темновые отсчеты, что, в совокупности с низким значением времени срабатывания, позволяет проводить

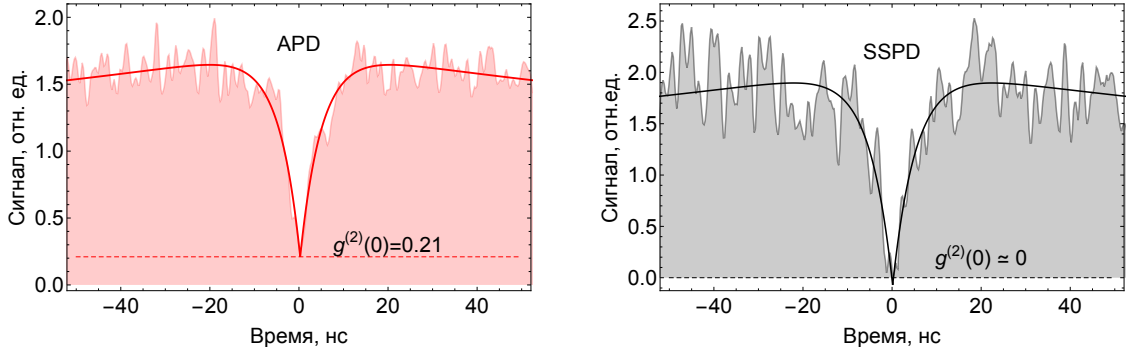


Рис. 3.4. Сравнение автокорреляционной функции с одного и того же NV центра, полученной с помощью лавинного фотодиода, и с помощью сверхпроводящего фотодиода. Времена накопления идентичны

прецизионные измерения статистики большого потока фотонов с низким отношением сигнал-шум от квантового излучателя с малым временем затухания флюоресценции.

В результате, несмотря на меньшее значение квантовой эффективности сверхпроводящих детекторов, функция $g^{(2)}(\tau)$ демонстрирует глубже провал при $\tau = 0$ по сравнению с данными, измеренными с помощью лавинных фотодиодов.

Для того, чтобы подробнее разобраться во влиянии различных параметров детектора на измеряемую автокорреляционную функцию $g^{(2)}(\tau)$, было проведено моделирование измерения с помощью детектора с различными параметрами. В результате моделирования была получена зависимость провала автокорреляционной функции от одиночного квантового излучателя в зависимости от времени затухания флюоресценции излучателя для разных параметров детектора. Результат изображен на рисунке 3.5.

Эта модель подтверждает, что помимо малого времени срабатывания детектора, низкие темновые отсчеты также улучшают качество регистрируемой функции $g^{(2)}(\tau)$. Улучшение измеряемого провала автокорреляционной функции, как характеристики однофотонного излучателя, полученное экспериментально (см. рис 3.4) согласуется с результатами модели. Это улучшение показывает, что при увеличении скорости излучения в 4.5 раза, качество измерения $g^{(2)}(\tau)$ функции улучшается с использованием детекторов нового поколения. Отметим, что при исследовании квантовых излучателей с меньшим временем жизни флюоресценции (SiV, GeV, SnV см. таблицу 1.1), актуальность использования подобных дефектов возрастает.

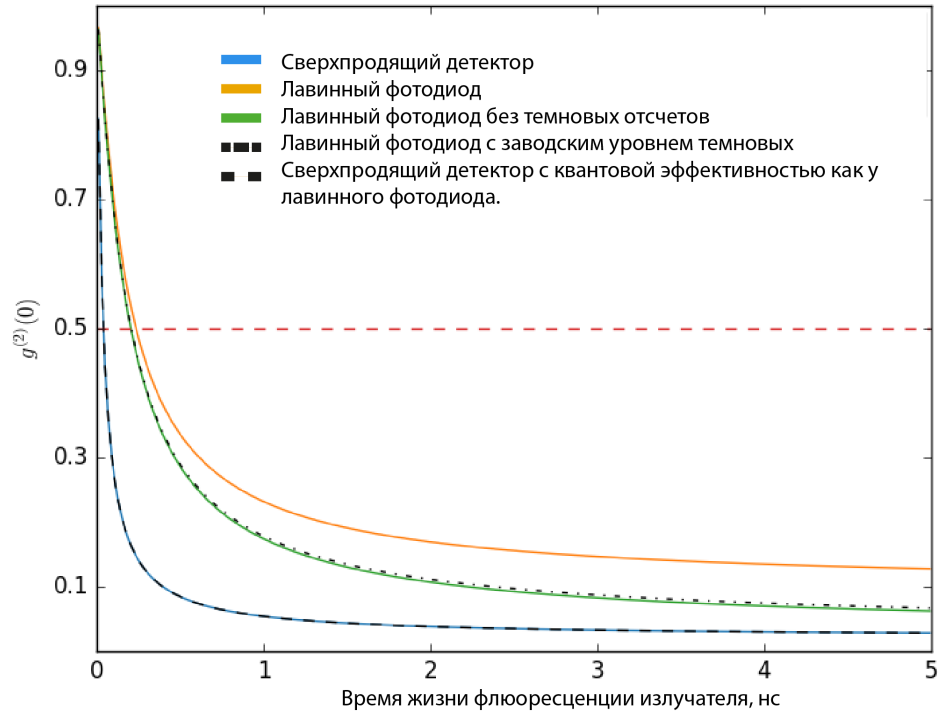


Рис. 3.5. Зависимость уровня автокорреляционной функции $g^{(2)}(\tau)$ при $\tau = 0$, для различных детекторов. Верхняя оранжевая кривая - лавинный фотодиод Perkin-Elmer SPCM-PQR (APD), используемый в установке микроскопа. Темновые шумы на уровне 1500 отсчетов в секунду. Зеленая кривая - APD без темновых шумов. Черная штрих-пунктирная линия - APD с темновыми шумами на уровне 50 отсчетов в секунду. Синяя кривая - сверхпроводящий фотодетектор (SSPD), исследуемый в работе. Черная пунктирная линия - SSPD, с квантовой эффективностью на уровне APD. Результаты получены аналитическим расчетом

В заключении главы приведена таблица 3.1 - основных сравнительных параметров сверхпроводящего детектора, параметры которого были измерены в рамках данной работы и были использованы для проведения моделирования.

Результаты данной работы опубликованы в статье [135].

3.4. Выводы

В ходе исследований выяснилось, что сверхпроводящие детекторы обладают уникальными свойствами, важными при исследовании одиночных квантовых систем [135]. Особенностью этих модулей является практически полное отсутствие темновых шумов.

	APD PQR Elmer	SPCM- Perkin	SSPD Scontel
Максимальное число отсчетов фотонов, сек ⁻¹ .	10 ⁷		2×10^8
Спектральный диапазон, нм	400-1060		600 - 1300
Квантовая эффективность	65%		20 %
Уровень темновых шумов, сек ⁻¹	500		0.1
Временное разрешение (Jitter), пс	300		60

Таблица 3.1. Таблица основных параметров лавинного фотодиода и сверхпроводящего детектора

Кроме того, преимуществом сверхпроводящих детекторов, по сравнению с лавинными фотодиодами, оказывается максимальная скорость счета фотонов, в 20 раз превосходящая скорость счета лавинных фотодиодов.

Моделирование схемы работы установки показало, что меньшая квантовая эффективность не мешает регистрировать провал в автокорреляционной функции (антигруппировку фотонов). Моделирование также показало, что лавинный фотодиод уступает сверхпроводящему в условиях, когда времена распада квантовой системы больше, чем время срабатывания детектора. При меньших временах на качество провала автокорреляционной функции сказывается время срабатывания детектора, что подтверждается экспериментальными результатами исследования корреляционных свойств излучения NV центра помещенного на ГММ.

Глава 4

Создание оптоволоконного интерфейса для NV центра

Использование твердотельных квантовых излучателей в приложениях обработки квантовой информации, квантовых линий связи и квантовых сенсоров в большой степени требует эффективного сбора фотонов от излучателя. Как было указано ранее, ряд центров окраски в алмазе, в частности NV центр окраски в алмазе, рассматривается исследователями как перспективная твердотельная квантовая система с большим временем когерентности и уникальными оптическими свойствами, позволяющими оптически инициализировать и считывать электронный спин [136, 137, 138, 139, 140]. Однако, сбор излучения от NV центра по-прежнему остается сложной и не решенной задачей. Спектр излучения NV центра сильно уширен за счет фононно-смещенных переходов (см. главу 1.1.2), что наряду с сильным спектральным дрейфом фононно-несмещенной линии (ZPL) затрудняет использование подходов с использованием резонаторов. Кроме того, из-за большого показателя преломления алмаза ($n = 2.4$), оказывается затруднительным вывод излучения из алмаза. Был предложен ряд подходов для преодоления этой проблемы, в частности, использование наноигл [141], изготовленных из алмаза, дает увеличение эффективности сбора на порядок; использование наноантенн в виде концентрических колец, изготовленных на поверхности алмаза вокруг места расположения NV центра [142], дает увеличение эффективности сбора в 15 раз; использование твердых иммерсионных линз изготовленных в самом алмазе дает существенное увеличение эффективности сбора в конфокальном микроскопе в лабораторных условиях [143].

Одномерные и двумерные плазмонные структуры и фотоннокристаллические резонаторы имеют потенциал для промышленного производства таких систем. Плазмонные структуры, однако, обладают большими потерями, их резонансные моды плохо согласуются с модами свободного пространства или волокна. Одномерные фотоннокристаллические резонаторы, изготовленные из алмаза, позволяют с почти 100% эффективностью выводить излучение моды резонатора в волоконную моду, однако, в силу большой ширины спектра NV центра, итоговая эффективность сбора излучения NV центра увеличивается лишь в разы [144].

В рамках данной работы был выбран альтернативный подход создания интерфейса между NV центром и оптическим волокном - расположение наноалмаза с одиночным NV центром на поверхности перетяжки адиабатически вытянутого оптического волокна. Ранее для расположения одиночного наноалмаза с NV центром на поверхности вытянутого волокна использовался атомно силовой микроскоп [77, 145]. В данной работе предлагается новый авторский подход к расположению одиночных наноалмазов с одиночными NV центрами на поверхности вытянутого волокна, а также детальный анализ причин возникновения шума и способов борьбы с паразитным фоновым излучением, создаваемым самим волокном. Результаты данной главы представлены в публикации [146], материалах конференций [147, 148].

4.1. Вытянутое волокно как интерфейс между одиночным излучателем и волоконной оптической модой

Основным параметром оптического канала, собирающего излучение, является числовая апертура. Она определяет эффективность сбора излучения от точечного ненаправленного излучателя. Для стандартного одномодового волокна числовая апертура составляет около 0.11 и меняется от модели к модели [149]. Для фотонно-кристаллических волокон числовая апертура составляет порядка 0.3-0.5 [150, 151]. Числовая апертура определяется углом полного внутреннего отражения на границе раздела материала центральной жилы волокна и оболочки и выражается следующей формулой:

$$NA = \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2} \quad (4.1)$$

Вытянутое волокно до субмикронного размера представляет из себя центральную жилу волновода, при этом оболочкой служит окружающий воздух, обеспечивая высокий контраст показателей преломления, и, как следствие, высокую числовую апертуру. Кроме того, при субмикронном диаметре волокна, оптическая мода сильно выходит за пределы сердцевины, распространяясь в воздухе. Это обстоятельство способствует сильному взаимодействию поля моды с одиночным центром окраски в наноалмазе.

Адиабатический способ вытяжки таких волокон, благодаря плавности перехода позволяет достигать высокой степени конверсии фундаментальной моды волокна в фундаментальную моду вытянутой части и обратно в фундаментальную моду волокна (см. рисунок 4.2). Суммарное пропускание такой конфигурации может достигать 99% [152].

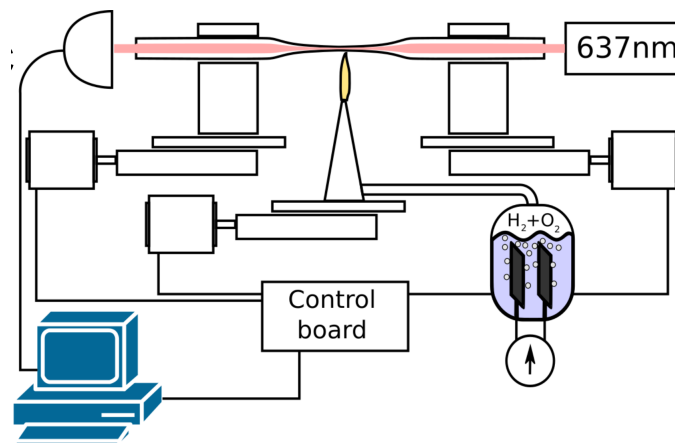


Рис. 4.1. Схема установки для вытягивания волокна

Ниже рассматривается освоенная в нашей лаборатории в рамках данной работы технология вытяжки волокна.

4.2. Адиабатическое вытягивание оптического волокна

В рамках данной работы была создана установка по вытягиванию оптических волокон в пламени кислородной горелки (рисунок 4.1). Установка является типичной установкой для вытягивания кварцевых оптических волокон [153], собрана на алюминиевой платформе толщиной 30 мм, на которой размещены два однокоординатных микрометрических столика (Newport M462), моторизированных с использованием шаговых двигателей и электронного управления. Установка контролируется программным обеспечением. Водородная горелка питается смесью водорода с кислородом, полученной от гидролизера, изготовленного в лаборатории. Такой подход был выбран, потому что поток газовой смеси в этом варианте легко регулируется и воспроизводится электрически. Диодный лазер, луч которого заведен в оптическое волокно и измеритель мощности света (thorlabs PM100D), использовались для непрерывного контроля пропускания волокна в процессе вытягивания волокна.

Для вытягивания использовались одномодовые оптические волокна (Thorlabs SM 600). Перед вытягиванием, волокно на длине 3-4 см освобождается от полимерной оболочки, очищается спиртом и закрепляется на трансляционных столиках в натянутом виде. После этого алгоритм вытягивания учитывает подстройку скорости вытягивания и параметры перемещения водородной горелки (скорость и амплитуду) вдоль перетяжки волокна. Эти параметры были подобраны для максимизации итогового пропускания

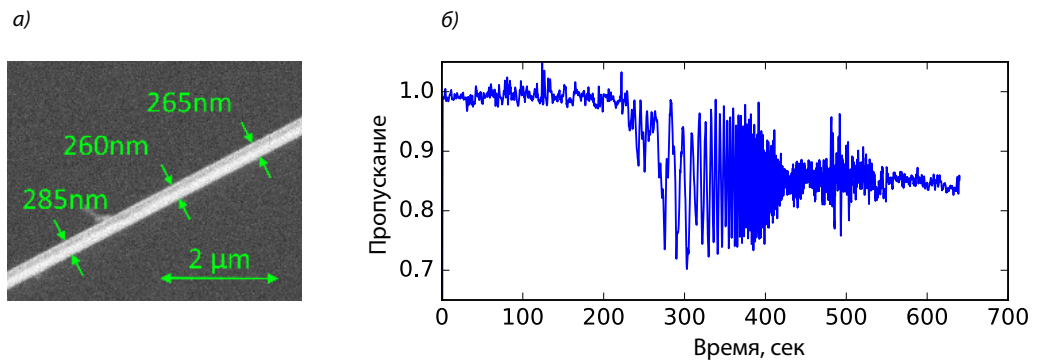


Рис. 4.2. а) Изображение вытянутого волокна в электронном микроскопе. б) зависимость пропускания вытянутого волокна в процессе вытяжки

оптического волокна. Пример кривой пропускания волокна, снятой в процессе вытяжки изображен на рисунке 4.2б. Отчетливо видны воспроизводимые осцилляции пропускания в диапазоне 250-400 секунды вытягивания. До 200-ой секунды имеются незначительные деформации волокна, которые не меняют пропускание. Затем, в диапазоне 250-500 секунд мода выходит из сердцевины, но при этом оплетка остается многомодовой. Высокие моды по-разному, в зависимости от диаметра, переходят обратно в фундаментальную моду на противоположном конце перетяжки. Когда оплетка достигает порогового диаметра, поддерживающего лишь одну моду (после 550-ой секунды), график снова становится монотонным.

На установке удалось достигнуть результата вытягивания волокна с минимальным диаметром около 250 нм (рисунок 4.2а). Однако, оптимальным диаметром для сбора излучения NV центра оказался диаметр 400-500 нм. Для данного диаметра были получены волокна с пропускаемостью 80-95 %¹.

4.3. Численное моделирование системы NV центр - вытянутое волокно

Существуют аналитические подходы к анализу прохождения световых волн в сужающихся волноводах, например в работе В.С. Лебедева и др. 2002 г. Для оценки оптимального диаметра перетяжки вытянутого оптического волокна был выполнен оценочный расчет процесса взаимодействия одиночного NV центра с модой перетяжки оптического волокна в программном пакете МЕЕР [154] методом конечных разностей во

¹ 95% - ограничение связанное с классом чистоты комнаты

временном пространстве (FDTD). В отличие от результатов подобных работ [155, 156] в текущей работе вычисления производились для фоновно-уширенного спектра излучения NV центра, а не только для ноль фонной линии.

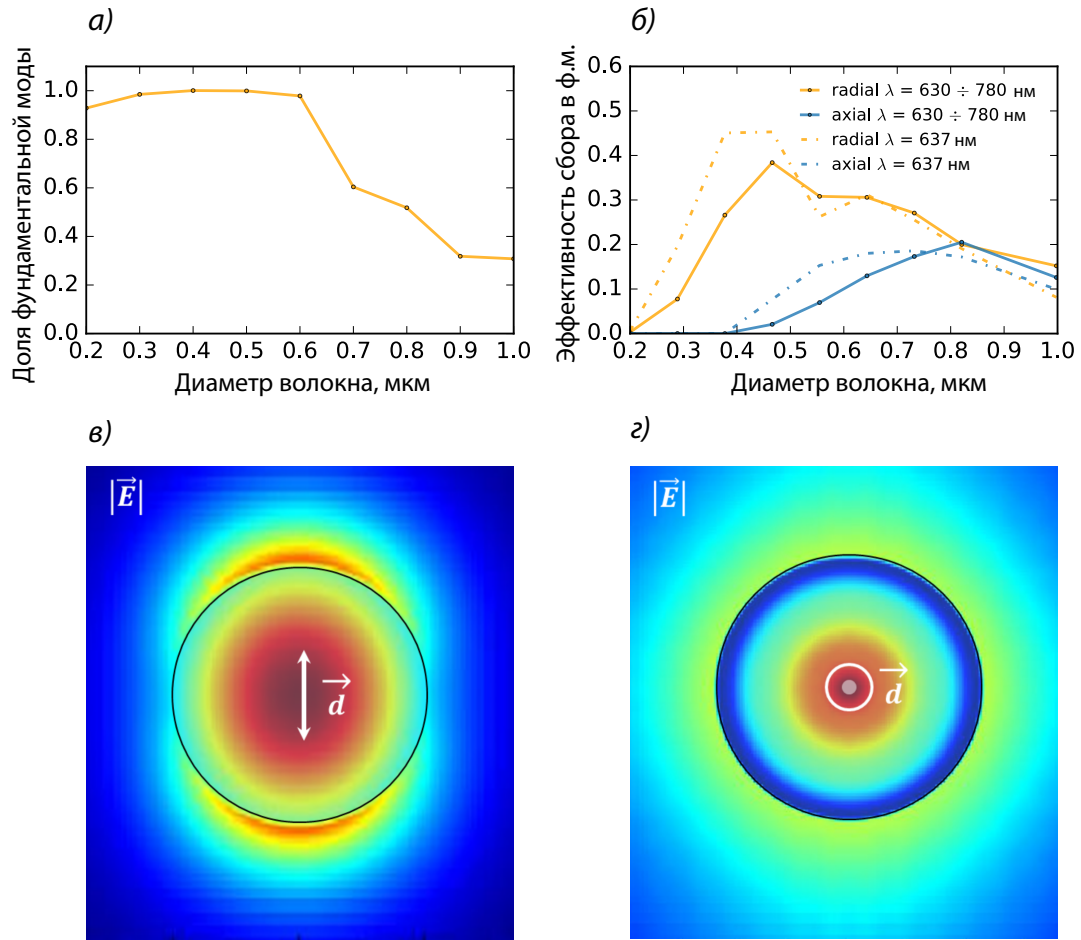


Рис. 4.3. Результаты численного моделирования. а) Доля энергии в собранном излучении, приходящаяся на фундаментальную моду б) Эффективность сбора излучения в фундаментальную моду в) Изображение модуля электрического поля в сечении вытянутого волокна у границы расчетной области, возбуждаемого при помощи радиально ориентированного диполя г) Изображение модуля электрического поля в сечении вытянутого волокна, возбуждаемого при помощи продольно ориентированного диполя

В качестве модели выступала часть оптического волокна длиной 10 мкм и толщиной от 150 до 1500 нм. Длина волокна определяла длину расчетной области и была ограничена вычислительными ресурсами. В качестве собранной интенсивности учитывалась только интенсивность, собранная в фундаментальную моду нановолокна, т.к. моды более высокого порядка не перетекают в фундаментальную моду основного волокна в процессе перехода через адиабатически расширяющийся участок волновода. В

результате вычислений было получено, что оптимальный диаметр нановолокна составляет около 400 нм (см. рисунок 4.3б). При больших диаметрах падает вклад излучения в фундаментальную моду (4.3а), а при меньших диаметрах снижаются волноводные свойства волокна. Важным результатом моделирования является поляризационная зависимость эффективности сбора, что имеет большое значение в вопросе борьбы с шумом в волоконной моде (см. главу 4.5).

4.4. Экспериментальная реализация системы NV центр на вытянутом волокне

Для проведения оптических экспериментов с вытянутым волокном был использован конфокальный микроскоп (глава 2.3), адаптированный для работы с оптическим волокном. Микроскоп позволял производить точечное возбуждение наноалмазов с NV центрами на поверхности перетяжки волокна, а также осуществлять сбор однофотонного излучения из волоконного канала (см. рисунок 4.4).

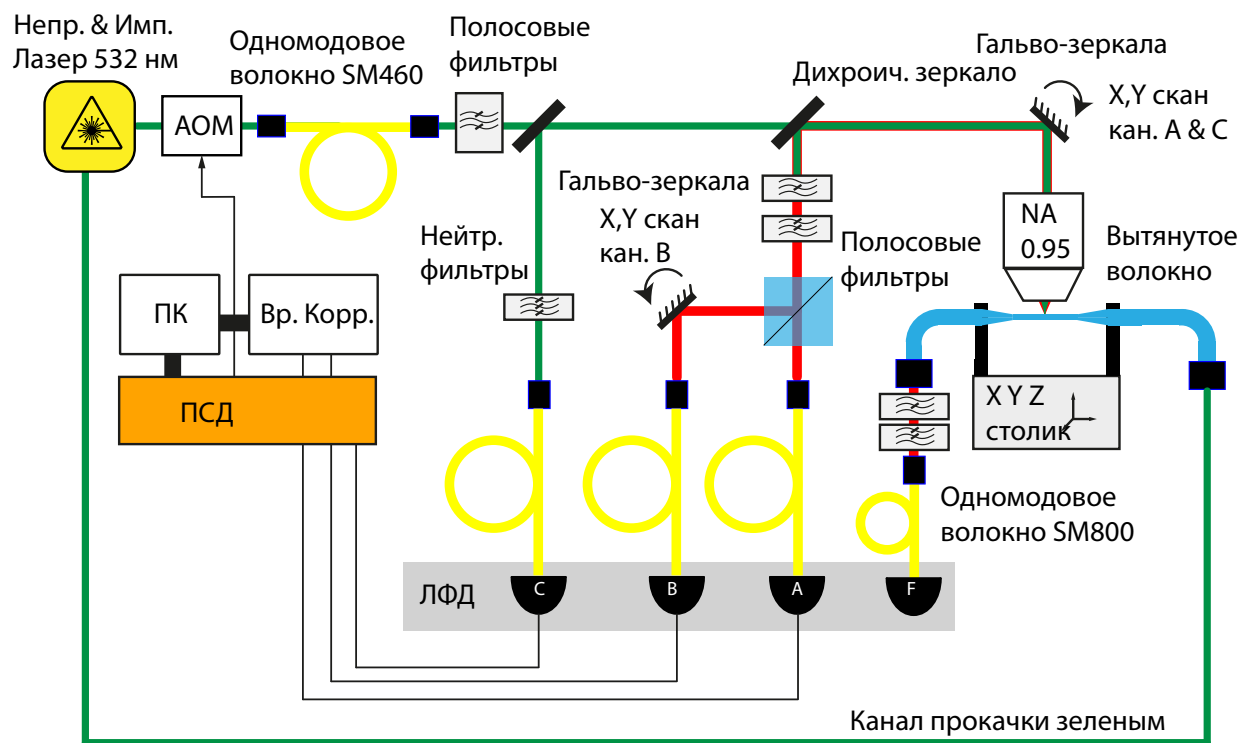


Рис. 4.4. Схема конфокального микроскопа, адаптированная к исследованию одиночных наноалмазов, расположенных на поверхности вытянутого оптического волокна

Дополнительный канал сбора излучения NV центров используется для тестирования волоконного канала в качестве оптического интерфейса к NV центру. Он состоит из вытянутого волокна, на котором размещается наноалмаз с NV центром, отрезок одномодового волокна, сопряженный с вытянутым волокном, блок фильтров, аналогичный фильтрам в конфокальном микроскопе (см. главу 2.3) с коллиматором и заводом в волокно фотоприемника. Использовался фотоприемник Perkin-Elmer SPCM-AQR с волоконным входом. Было измерено, что пропускание этого канала составляет около 15% и складывается из 60% пропускания адаптера с фильтрами, 60% эффективности вытянутого волокна, используемого в эксперименте и 35% пропускание за счет волоконных соединений. В идеальном случае суммарное пропускание может достигать 80-90% при использовании технологий волоконной сварки.

В настоящей работе разработан и реализован новый способ нанесения одиночного NV центра на перетяжке вытянутого волокна. Метод заключается в использовании двух скрещенных вытянутых волокон «донор» и «акцептор». На первое волокно «донор» предварительно наносятся функционализированные карбоксильными группами наноалмазы (см. раздел 4.6.1), которые образуют квазиодномерный массив частиц. Для максимизации пропускания фундаментальной моды волокна через перетяжку «волокно-акцептор» сохраняется чистым. Скрещенная под углом 90 градусов пара волокон приводится в контакт в поле зрения конфокального микроскопа. На донорном волокне путем измерения времени жизни и автокорреляционной функции выбирается подходящий наноалмаз с единичным NV центром. Акцепторное волокно подводится к донорному волокну до касания, слегка натягивая волокно. Сила натяжения определяется по расфокусировке изображения волокна в объективе. В результате 5-10 циклов касания выбранный наноалмаз переходит на акцепторное волокно. После этого донорное волокно отводится, а акцепторное проверяется при помощи конфокального микроскопа на наличие перенесенных NV центров. В случае отсутствия наноалмазов на акцепторе, алгоритм повторяется. Таким образом, был реализован метод нанесения одиночного NV центра на вытянутое волокно с использованием только вытянутого волокна и двух микрометрических 3-х координатных столиков. В результате удавалось перенести наноалмазы с одиночным NV дефектами с повторяемостью не хуже 75%.

После размещения наноалмаза с одиночным NV центром на перетяжке волокна были измерены кривые насыщения для разных каналов сбора (для конфокального мик-

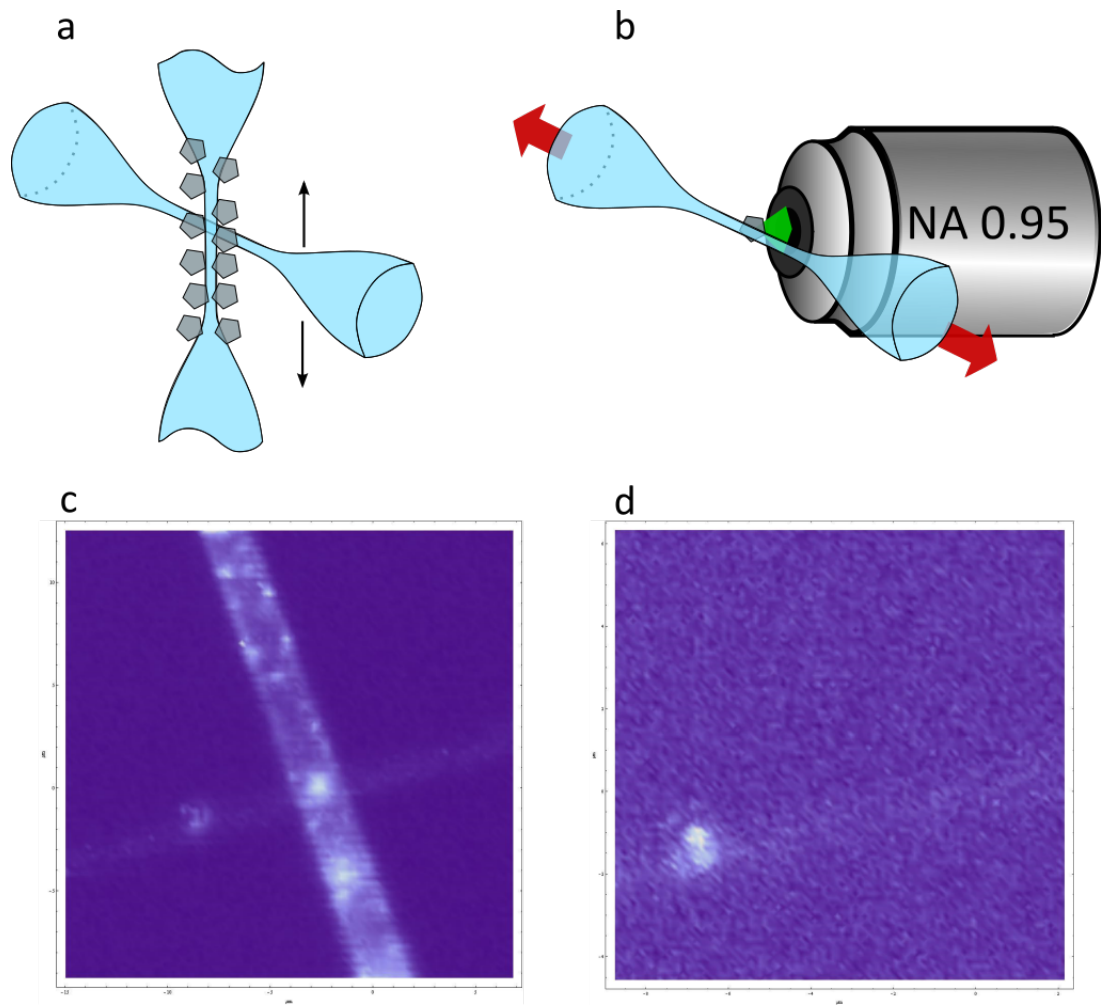


Рис. 4.5. Перенос активного наноалмаза с донорного волокна на акцептор. а), б) Схематическое изображение. с) фаза переноса наблюдаемого в конфокальном микроскопе наноалмаза. Вертикальное волокно - донор. Горизонтальное - акцептор. d) финальная стадия - одиночный NV центр на акцепторном волокне. Изображение в конфокальном микроскопе.

роскопа и волоконного канала сбора), а также автокорреляционная статистика второго порядка, и статистика времен распада флюоресценции. На рисунке 4.6а и рисунке 4.6б изображены автокорреляционная функция $g^2(\tau)$ для NV центра, расположенного на перетяжке вытянутого волокна, измеренная при помощи только объектива стандартным способом, по аналогии со способом, описанным в 2.3.1 и при помощи волоконного канала и основного канала через объектив соответственно. На кривой $g^{(2)}(\tau)$ на рисунке 4.6б виден сдвиг провала, обусловленный дополнительной задержкой в волоконном канале сбора, отличающейся от микроскопной.

Кроме этого, на рисунке 4.6г показаны для сравнения кривые затухания флюоресценции, собранные через разные каналы - волоконный и через объектив. Видно, что,

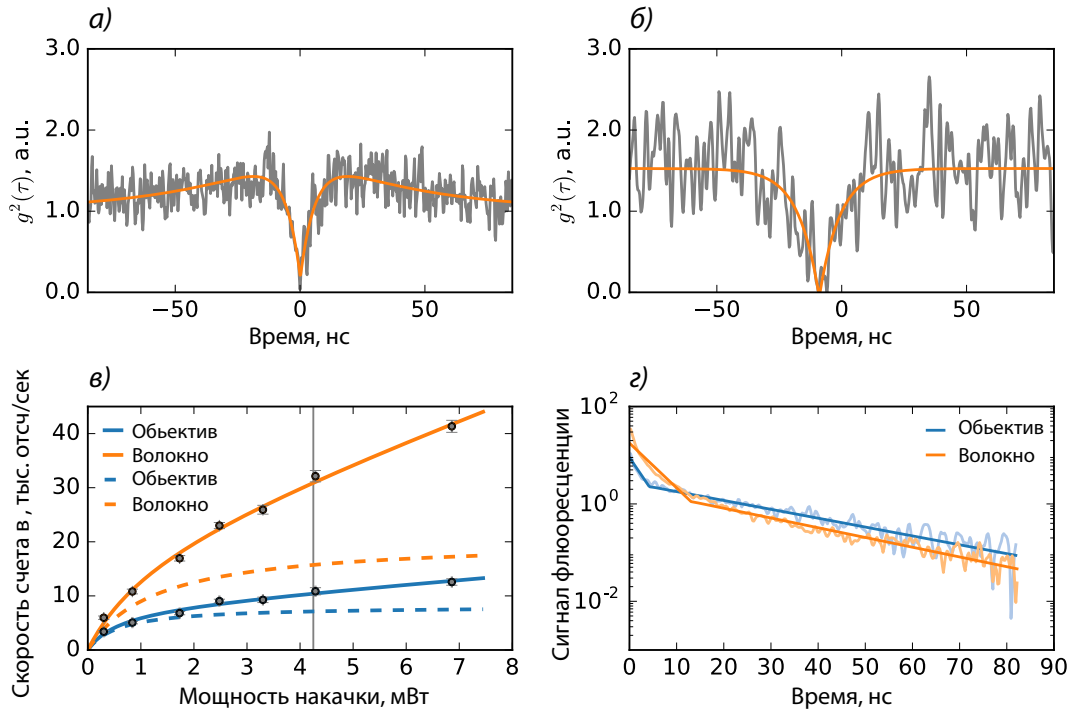


Рис. 4.6. Экспериментальные результаты а) Автокорреляционная функция $g^2(\tau)$ одиночного NV центра на поверхности волокна, собранная при помощи объектива. б) Автокорреляционная функция $g^2(\tau)$ одиночного NV центра на поверхности волокна, собранная при помощи волокна. в) Кривая насыщения для каналов сбора: оранжевая - сбор при помощи волокна, синяя - при помощи объектива. Пунктирная линия - с учетом вычета линейной компоненты г) Статистика времени затухания флюоресценции NV центра, собранная двумя разными способами

несмотря на различия на малых временах, при больших временах зависимость имеет одинаковый наклон и, следовательно, одинаковое время жизни флюоресценции.

На рисунке 4.6в изображены кривые насыщения для сигнала, полученного при помощи волоконного канала сбора, и сбора через объектив. Канал волоконного сбора имеет в 3 раза больше скорость счета фотонов, однако содержит в себе большую составляющую шума по сравнению с каналом сбора микроскопа. Причинам возникновения фона и способам борьбы с ним посвящена следующая глава 4.5.

Увеличение числа собираемых фотонов, по сравнению со стандартным методом сбора - через объектив в 3 раза было ограничено низким пропусканием волоконного канала 15%, имеющего потери на стыках между отдельными участками волокна. Учитывая, что в случае оптимальной ориентации диполя, эффективность сбора излучения в волоконную моду в одном из направлений около 30%, а эффективность сбора фотонов конфокальным микроскопом составляет около 1%, результаты расчетов и эксперимен-

тов согласуются: в волоконном канале сбора получена эффективность сбора 3%, что представляют 10-15% от максимально возможной эффективности сбора.

В результате была создана технология размещения одиночных квантовых излучателей (NV центров в наноалмазах) на поверхности адиабатически вытянутых оптических волокон, позволяющая эффективно собирать однофотонное излучение NV центра с высокой степенью отношения сигнал-шум, и эффективностью, в 3 раза превышающую традиционный конфокальный микроскоп, используемый в нашей лаборатории (см. главу 2.3).

4.5. Исследование причин возникновения паразитных шумов в оптоволоконном канале и способы борьбы с ними

Особенностью описанного выше эксперимента стало исследование фонового излучения в оптическом волокне, сравнимого или превосходящего интенсивность однофотонного излучения. Фоновые фотоны могут быть как фотонами из окружения волокна - тепловой свет лаборатории, лазерное излучение, попавшее на волокно, так и фотонами, появившимися внутри волокна. Лазерное излучение от накачки, рассеянное на неровностях поверхности, попадая в моду волокна, вызывает флюоресценцию волокна. Лазерное излучение может быть спектрально отфильтровано, тепловое излучение комнаты можно изолировать при помощи плотной оболочки оптического волокна. Однако флюоресценцию волокна под воздействием лазерного излучения накачки, проникшего в волокно, оказывается невозможно отфильтровать в виду широкого спектра (рисунок 4.7а), который перекрывается со спектром флюоресценции NV центра. В соответствии с информацией от производителя волокон и на основе работы [157] был сделан вывод, что флюоресценция волокна, которую мы видим, это флюоресценция кислородных (Ge-O) центров окраски в центральной жиле волокна, выполненной из кварца легированного Германием. Характерное время жизни и спектр этих центров были измерены и представлены на рисунке 4.7б, и соответствуют результатам статьи [157]. В связи с тем, что время жизни флюоресценции кислородно-германиевых центров сильно больше времени затухания NV центра, отфильтровать шумовые фотоны при помощи импульсного подхода также затруднительно. В такой ситуации возможным способом уменьшения паразитного излучения является уменьшение количества излучения накачки, проника-

ющего в моду волокна. Как уже было отмечено, численный расчет показал, что эффективность сбора излучения волокна зависит от поляризации источника излучения. Наноалмаз является центром рассеяния излучения накачки, выступая в роли вторичного излучателя. В первом приближении рассеянное излучение представляется излучением электрического диполя, ориентированного в соответствии с поляризацией падающего поля (рисунок 4.8). На рисунке 4.7в изображена зависимость скорости счета собираемых фотонов на выходе волоконного интерфейса от поляризации накачивающего излучения. Излучение NV центра вместе с шумом, в зависимости от поляризации накачивающего излучения. Наблюдается минимум фонового излучения при ориентации поляризации накачки вдоль оси волокна. Помимо этого, на рисунке 4.9 изображены зависимости скорости счета фотонов на выходе волоконного канала, при фокусировке накачки на наночастицы, не содержащие NV центров, от поляризации накачивающего излучения. Помимо данного способа существует дополнительная возможность уменьшить фоновое излучение волокна - тушение центров окраски более мощным, чем накачка предварительным излучением, выключающим на некоторое время часть центров окраски. На рисунке 4.7г изображена временная зависимость скорости счета фотонов на выходе волокна, после подачи относительно мощного (0.5 мВт) накачивающего излучения ($\lambda = 532$ нм). Видно, что флюоресценция восстанавливается за 100 секунд после выключения лазера тушения, и под воздействием эффекта тушения интенсивность шума падает в 2 раза.

Причину возникновения этой флюоресценции можно объяснить моделью упругого рассеяния излучения накачки на наноалмазе. Наночастица алмаза, расположенная на перетяжке вытянутого волокна, представляет собой центр рассеяния. Согласно модели упругого рассеяния на малых объектах [158]:

$$\sigma_s = \frac{8\pi|\alpha|^2\omega^4V^2}{3c^4} \quad (4.2)$$

где в приближении для частиц сферической формы (рассеяние Ми),

$$\alpha = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}, \quad (4.3)$$

ω - частота падающего излучения, V - объем наночастицы, ϵ - диэлектрическая константа материала частицы. Выводом из этой формулы является целесообразность уменьшения размеров наноалмаза, о чем подробнее подробнее будет рассказано далее. Центр рассеяния (наноалмаз) можно представить как диполь излучения на частоте излучения

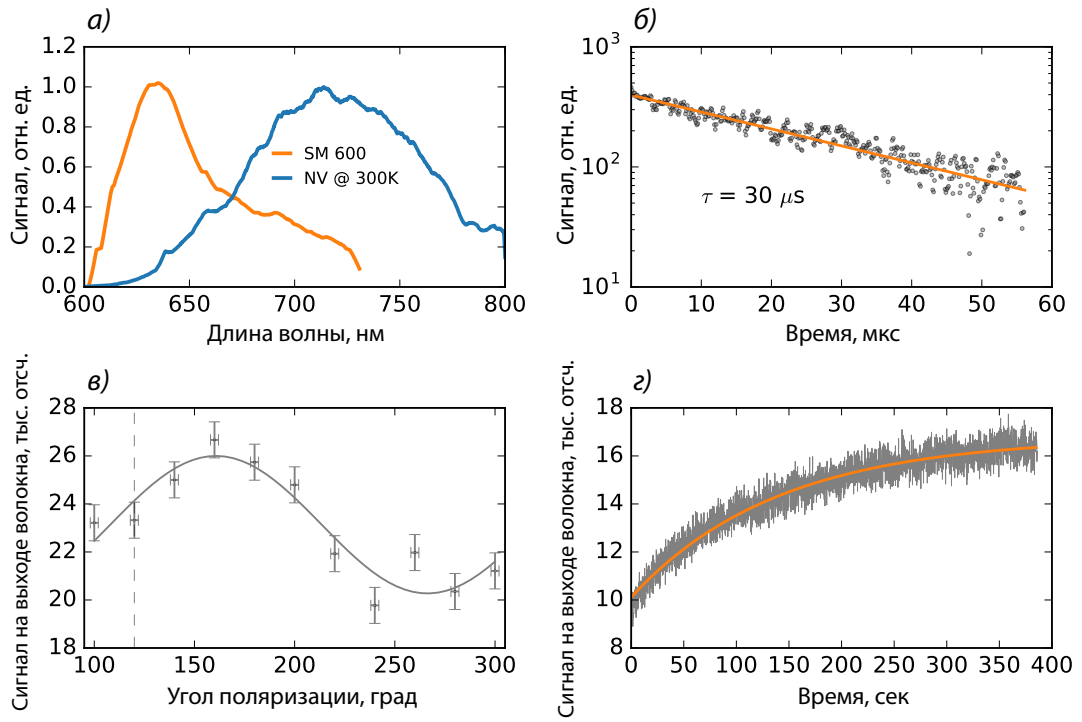


Рис. 4.7. Оптические свойства шумовой флюоресценции волокна. а) Спектр флюоресценции волокна - оранжевая линия, синяя линия - спектр флюоресценции NV центра, б) время жизни флюоресценции волокна - 30 мкс, в) Поляризационная зависимость числа фотонов от угла поляризации луча накачки г) Восстановление уровня флюоресценции волокна после воздействия 500 мВт излучения 532 нм прокачиваемого через оптическое волокно.

накачки ($\lambda = 532$ нм). Ориентация диполя задается поляризацией падающего гауссова пучка (рисунок 4.8). В зависимости от ориентации диполя, в соответствии с результатами моделирования (см. главу 4.3), в фундаментальную моду волокна попадает часть излучения диполя, от 10 до 35 процентов. При этом максимальное количество излучения собирается волокном при ортогональной ориентации диполя по отношению к поверхности волокна и оси волокна. Попадая в волокно, излучение накачки возбуждает флюоресцирующие центры окраски, создавая шумовые фотоны.

Для того, чтобы оценить количество шумовых флюоресцирующих фотонов, возбуждаемых таким образом в волоконную моду было использовано отдельное оптическое одномодовое волокно длиной 5 метров. Было измерено количество фотонов, излучаемых в секунду одним метром волокна на 1 мВт накачивающего излучения длиной волны 532 нм. Результаты эксперимента приведены на рисунке 4.9b, где изображена модель флюоресценции GeO центров окраски в алмазе. Используя формулу 4.2 из данных эксперимента (плотность шумов на метр на мВт, и уровень линейного фона из кривой

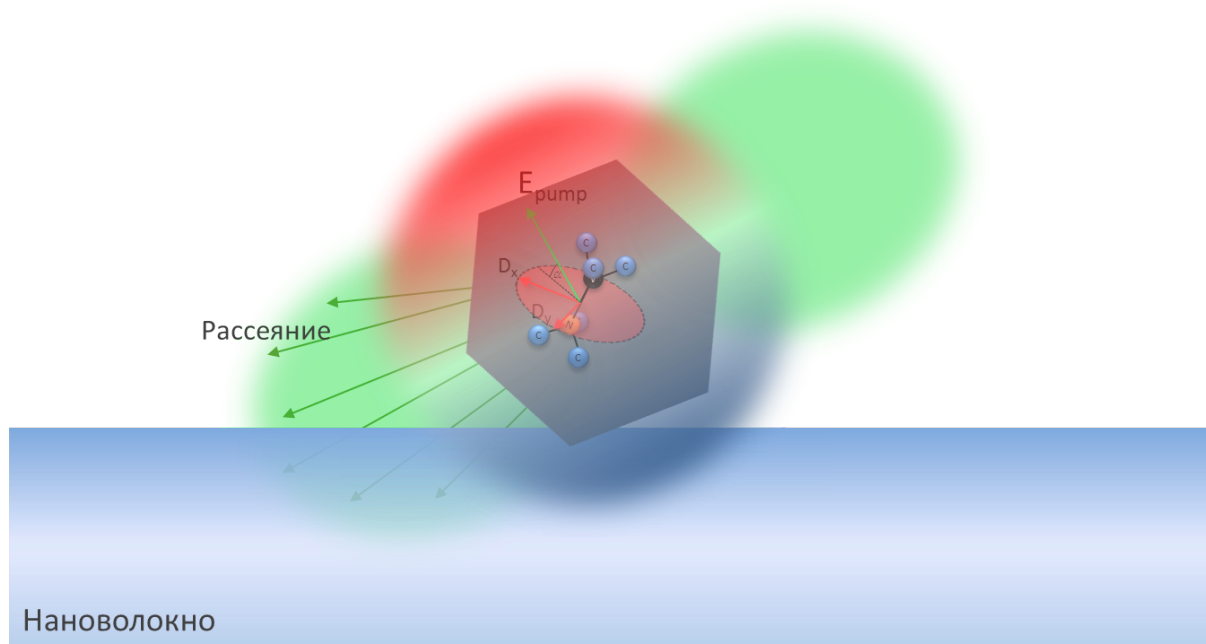


Рис. 4.8. Схема действия накачивающего излучения на расположенный на вытянутом волокне наноалмаз. Красный диск - плоскость дипольных моментов NV центра $-D_x, D_y$. Вектор поляризации накачки составляет угол α с дипольной плоскостью NV центра. Рассеяние накачивающего излучения на наноалмазе распространяется в соответствии с излучением наведенного диполя (в общем случае излучателя произвольного порядка) на наночастице

насыщения) размер наноалмаза был оценен в 110 нм (вертикальная линия на рисунке 4.9), что соответствует среднему размеру наноалмазов, используемых в эксперименте. Серой кривой на рисунке 4.9а отмечена кривая сигнал-шум для наноалмаза с NV центром, используемого в эксперименте. Оптимум этой кривой соответствует мощности накачки менее 0.2 мВт, что позволяет получать при этом около 5000 фотонов в секунду и составляет около 10% потока фотонов потенциально возможных при насыщении оптического перехода большей мощностью. Учитывая результаты модели, основанной на формуле 4.2 на рисунке 4.9с зеленой кривой показана интенсивность излучения NV центра в оптимуме отношения сигнал шум, в зависимости от размера содержащего его наноалмаза. Видно, что при размере кристалла около 20 нм в оптимальной точке сигнал - шум имеется возможность получать 90% от интенсивности в насыщении. Синяя кривая на этом графике соответствует скорости счета фотонов шумовой флюоресценции для параметров (мощность накачки, ориентация NV центра, число фотонов в секунду, испускаемых NV центром), используемых в эксперименте с измерением автокорреляционной функции $g^2(\tau)$ при мощности накачивающего излучения 4.3 мВт. На рисунке

4.9d изображены зависимости шумовых фотонов от рассеяния накачивающего излучения на наноалмазах, не содержащих NV центры, расположенные в разных местах нановолокна от угла поляризации накачивающего излучения. Зависимости для разных наноалмазов отличаются сдвигом фазы, внесенной за счет изменения угла падения на $\lambda/2$ пластинку, а различие формы может быть обосновано отличием формы наноалмаза от сферической. Ключевым фактом является то, что за счет управления поляризации накачивающего излучения возможно снижение шумового излучения до трех раз.

Таким образом, было показано, что для подавления фонового излучения волокна можно использовать следующие методы:

- 1) Уменьшение размера наноалмаза
- 2) Контроль поляризации излучения накачки
- 3) Использование тушения люминесценции центров окраски в волокне

Альтернативным способом существенного снижения паразитной флюоресценции является использование другого типа волокна. В данной работе в экспериментах использовались волокна Thorlabs SM600 и Thorlabs SM780. Данные волокна с допированной германием центральной жилой, в которой имеется концентрация Ge-O центров окраски. Альтернативой этим волокнам являются волокна с центральной жилой из чистого кварца и допированной фтором оболочкой. Например, такими волокнами являются волокна Nufren SM630hp. Спектр флюоресценции волокна Thorlabs sm780 и Nufren sm630hp представлен на рисунке 4.10. В измеренном спектре уровень флюоресценции для волокна Nufren SM630hp более чем 20 раз меньше, чем в волокне Thorlabs SM780.

Однако такие волокна подвергаются существенной деградации при термическом вытягивании, связанным с большой подвижностью фтора при нагревании. Для вытягивания подобных волокон необходимо применять другой метод вытягивания волокон - за счет химического травления [105].

В результате, при помощи данного метода можно создавать волоконные интерфейсы для различных центров окраски в наноалмазах, а при помощи методов борьбы с шумом, изложенных в главе, возможно создание высокоэффективных способов генерации однофотонного излучения при помощи интегрированных в волоконную технологию портативных устройств.

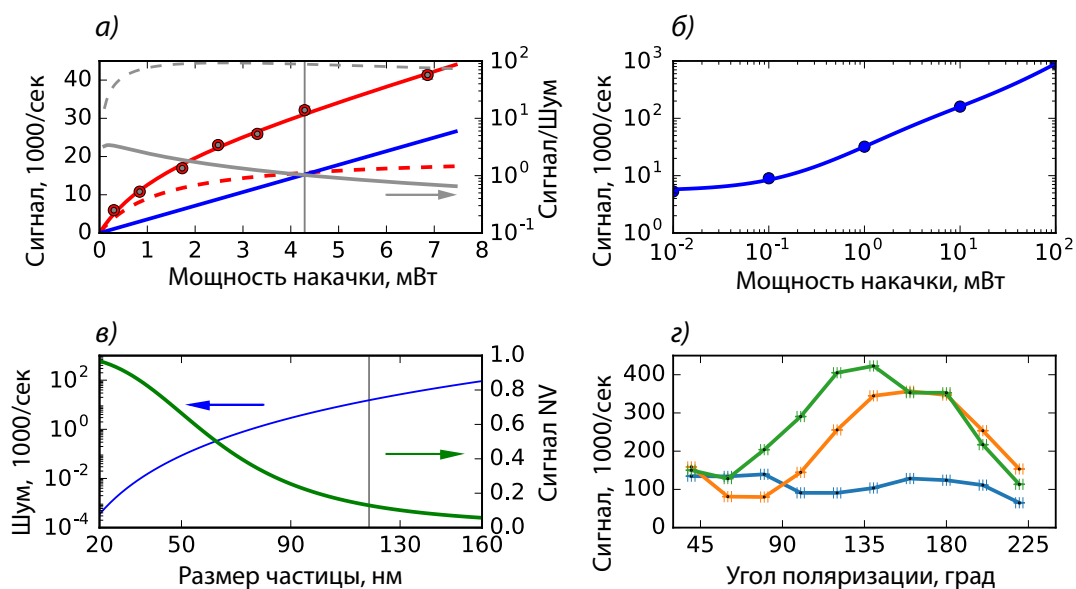


Рис. 4.9. Модель рассеяния Ми на нанокристалле алмаза. а) Кривая насыщения флюоресценции NV центра и линейный вклад флюоресценции волокна. Размер точек характеризует размер ошибки. Вертикальной линией обозначена мощность, на которой снимался сигнал для снятия автокорреляционной функции. Серая сплошная линия - отношение сигнал шум для текущего наноалмаза. Серая пунктирная линия - Отношение сигнал шум для наноалмаза 20 нм. б) Кривая насыщения для флюоресценции волокна. в) Расчет интенсивности флюоресценции на выходе из волокна в зависимости от размера наноалмаза - синяя линия. Зеленая линия - уровень флюоресценции NV центра по отношению к уровню в насыщении, в точке с оптимальным соотношением сигнал - шум. г) Зависимость регистрируемой на выходе волокна интенсивности от поляризации излучения, падающего на наноалмаз.

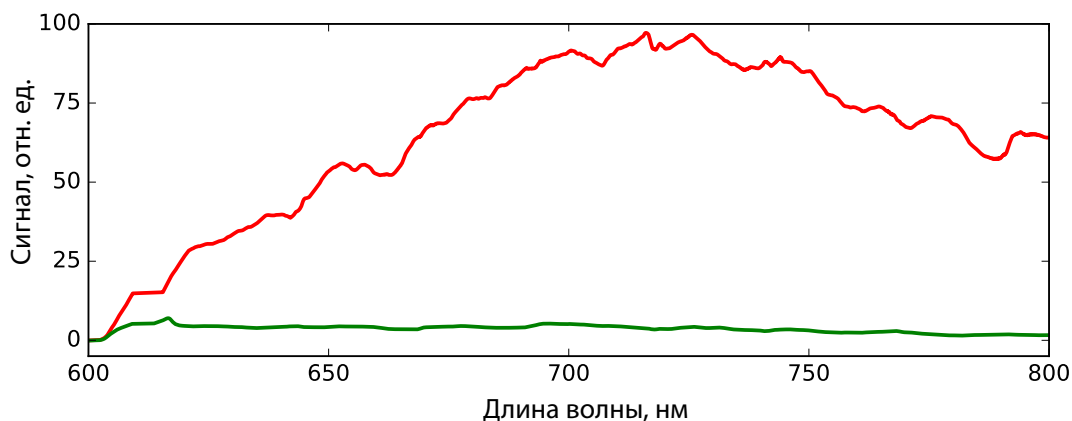


Рис. 4.10. Сравнение спектра флюоресценции волокна SM780 (Thorlabs) и волокна Nufern SM630HP. В отличие от волокон с легированной сердцевиной, волокна Nufern SM630HP легированы фтором вокруг сердцевины, что уменьшает паразитную флюоресценцию таких волокон

4.6. Подготовка раствора наноалмазов

В работе в основном использовались монокристаллические наноалмазы в водном растворе (производство фирмы Microdiamant). Алмазы изготавливают по технологии HPHT (тип Ib, концентрация азота $N = 300\text{ppm}$), затем измельчают до наноразмеров, и сортируют по размеру [120]. В настоящей работе исследовались нанокристаллы размером 100 нм в водном растворе, в которых содержатся NV центры. Процесс подготовки раствора наноалмазов к нанесению включала в себя:

1. Очистка алмазов в центрифуге (см. главу 2.2.1)
2. Раствор водной алмазной смеси в Поливиниловом Спирте 2.2.1
3. Кислотная обработка поверхности наноалмазов 4.6.1

4.6.1. Химическая функционализация поверхности наноалмаза

Функционализация поверхности различными активными радикалами или зарядными карбоксильными группами позволяет осуществлять химические клик-реакции для присоединения наноалмаза в нужную точку. Такой метод используется в биологии для изготовления биомаркеров на основе NV центров в алмазе [159], для изготовления квантиверов с NV центрами на конце для ближнепольной микроскопии и магнитометрии

[160]. Процесс функционализации подробно описан, например, здесь [161]. Основным элементом процесса является длительное травление наноаламазной смеси в смеси концентрированной серной и азотной кислоты в отношении 9:1 при нагревании до температуры 75 градусов цельсия и последующее выдерживание в слабых растворах NaOH и HCL по 2 часа при 90 градусах, с последующим вымыванием в воде (DI). В результате получается раствор наноалмазов, функционализированных карбоксильными группами $-COOH^-$, обладающими отрицательным зарядом.

4.7. Нанесение ансамбля алмазов на не плоские поверхности

Зачастую требуется создание более сложных интегральных систем. Для этого необходимо работать с заранее выбранным нанокристаллом аламаза, содержащим единственный NV центр. Манипулирование одиночным наноалмазом - сложная и трудоемкая задача. Несколько работ показывают, что это возможно. Однако, авторы акцентируют, что этот подход не годится для массового производства нанофотонных систем.

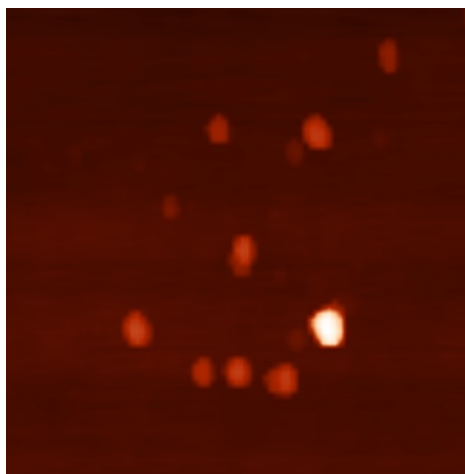


Рис. 4.11. Тестовая наноструктура «улыбка», созданная автором из одиночных наноалмазов при помощи атомно силового микроскопа (NT-MDT)

Существует два подхода для манипулирования одиночным наноалмазом:

1. Использование сканирующего электронного микроскопа с иглой-манипулятором, заточенной до диаметра 10-50 нанометров.
2. Использование сопряженного сканирующего зондового и конфокального микроскопа.

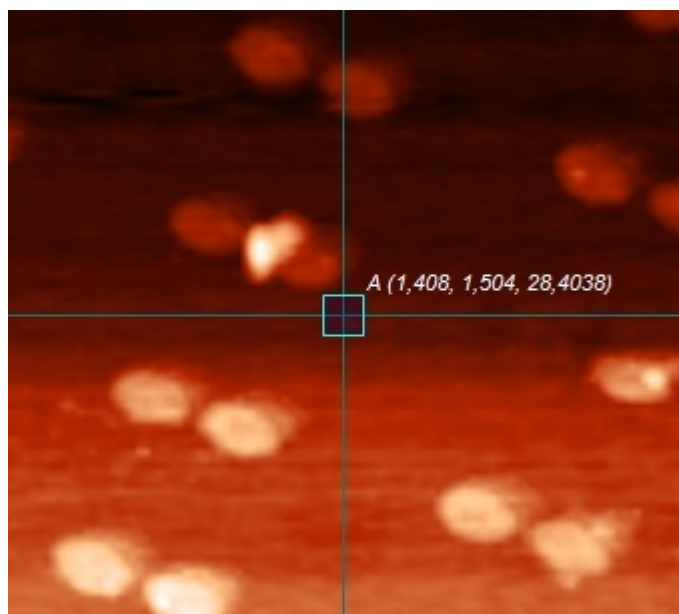


Рис. 4.12. Нанодiamond размещенный в центре дипольной наноплазмы. Изображение в атомно-силовом микроскопе

В обоих подходах есть свои плюсы и минусы: первый метод позволяет видеть картинку манипулирования в реальном времени. Однако, игла манипулятора достаточно хрупка и может легко сломаться об алмаз, либо о поверхность подложки. Также надо отметить, что в манипуляторе не предусмотрено измерение расстояния от подложки до конца иглы, что дополнительно усложняет работу с ним. Во втором методе главным недостатком является отсутствие изображения всех объектов в реальном времени. Оба этих метода были экспериментально реализованы разными научными группами. Первый метод был продемонстрирован например в работе [162]. Второй метод активно развивался группой Venson et al. [77, 76]. В ходе данной работы были проведены пробные эксперименты, целью которых являлось повторить результаты предыдущих работ (см. рисунки 4.11, 4.12). Однако, ход экспериментов лишь выявил те трудности, о которых было упомянуто ранее. В результате было принято решение пойти по другому пути, обеспечивающему лучшее масштабирование технологии.

В данной работе разработан и реализован уникальный метод создания наноплазменного устройства, состоящего из нанодiamonda с единичным NV центром и вытянутого нановолокна.

4.7.1. Нанесение алмазов на волокно

Оптическое волокно является универсальным средством обмена оптической информации благодаря удобству в использовании и низким потерям. Есть два способа завода излучения одиночных излучателей в волокно:

1. Использование высокоапертурного микроскопа.
2. Расположение одиночного излучателя на поверхности волокна.

Первый метод обладает эффективностью около 10-20 % в зависимости от комплектующих. Следует отметить, что использование иммерсионных объективов возможно только в лабораторных установках. При использовании воздушного объектива эффективность сбора фотонов снижается до 1-5 %. Таким образом, применение первого метода имеет существенные ограничения, как по количеству собираемых фотонов, так и по сложности применения в реальных приложениях.

Второй метод подразумевает размещение наноалмаза непосредственно на волокне. В этом направлении было сделано несколько работ [76, 77, 162]. Ключевым недостатком обычного волокна является низкая числовая апертура ($NA \approx 0.12$). В работе [76] было предложено использование фотонно кристаллического волокна. Однако, в реальных применениях такое волокно в точках согласования с другими элементами волоконной элементной базы будет испытывать потери, обеспечивая итоговую эффективность сбора на уровне 10%. Ряд работ [77, 163] использовали в качестве собирающего канала адиабатически вытянутое до субмикронного диаметра оптическое волокно. При таком вытягивании численная апертура волокна возрастает ($NA \approx \sqrt{n_{core}^2 - 1} \approx 1.17$). В ходе настоящей работы было проведено численное моделирование взаимодействия одиночного излучателя с цилиндрическим волноводом из стекла, имитирующим вытянутое оптическое волокно. Моделирование показывает, что волокно способно эффективно собирать по 30% излучения в каждую сторону, итого 60 %. (см рисунок 4.3).

4.7.2. Нанесение алмазов на вытянутое волокно

Из литературы известны 3 способа нанесения наноалмазов на вытянутое нановолокно. Среди них 2 способа, упомянутые во вступлении к пункту 4.7.1.

В настоящей работе разработан и реализован новый способ нанесения одиночного NV центра на вытянутое волокно. Метод заключается в использовании двух скрещен-

ных вытянутых волокон - «донор», «акцептор». На первое волокно «донор» предварительно наносятся функционализированные карбоксильными группами наноалмазы, образуя квазиодномерный массив частиц. Другое волокно остается чистым (в некоторых случаях возможно применение катионного полимера (например поли-л-лизин) для усиления адгезии наноалмазов). Скрещенная пара волокон приводится в контакт в поле зрения конфокального микроскопа. На донорном волокне путем измерения времени жизни и автокорреляционной функции выбирается подходящий наноалмаз с единственным NV центром. Акцепторное волокно подносится к донорному волокну и приводится в касание, слегка натягивая волокно. Сила натяжения определяется по расфокусировке изображения волокна в объективе. Совершая 5-10 движений одного волокна по другому. После этого донорное волокно отводится, а акцепторное проверяется при помощи конфокального микроскопа на наличие пересаженных NV центров. В случае отсутствия наноалмазов на Акцепторе, алгоритм зацикливается. Таким образом, был реализован метод нанесения одиночного NV центра на вытянутое волокно с использованием только вытянутого волокна и двух 3ех координатных столиков. В результате получалось перенести наноалмазы с одиночным NV дефектами с повторяемостью не хуже 3ех из 4ех раз. (см. рис. 4.5).

Заключение

Результаты и выводы

1. Проведены исследования излучательных свойств одиночных NV центров в наноалмазах на поверхности гиперболического метаматериала, состоящего из 10, 20 пар попеременных слоев AlScN/TiN толщиной 5, 10 и 20 нм. Экспериментально показано, что время жизни возбужденного состояния NV центра в среднем уменьшается в 4 раза, а скорость счета одиночных фотонов в среднем увеличилась в 1.8 раза по сравнению с NV центрами в наноалмазе, расположенными на стеклянной подложке. Также было обнаружено, что статистика скорости счета фотонов имеет две группы по скорости счета. Первая группа соответствует теоретическим расчетам и имеет в среднем увеличение скорости счета в 1.8 раз. Вторая группа имеет среднее значение увеличения скорости счета в 4.8 раз до (600 000 фотонов в секунду). Этот факт объясняется наличием дефектов поверхности ГММ вблизи излучателей.

2. Разработана технология адиабатического вытягивания волокна, которая позволила получить пропускание волокна с перетяжкой до 95 %. При этом диаметр перетяжки волокна составлял 400 - 600 нм при длине около трех сантиметров. Разработана технология создания оптического интерфейса за счет размещения отобранного заранее одиночного наноалмаза с NV центров на перетяжку вытянутого оптического волокна. Проведены исследования эффективности работы интерфейса и выбраны оптимальные условия его работы. В условиях эксперимента скорость счета одиночных фотонов в канале интерфейса достигнута в 3 раза выше, чем в канале сбора конфокального микроскопа с объективом $NA = 0.95$. Проведенный анализ показал, что указанную скорость можно увеличить до 5 раз за счет использования более совершенных волоконных компонентов. Установлено, что основным источником шумов в интерфейсе является люминесценция GeO центров окраски в центральной жиле волокна, вызванная излучением накачки, рассеянным на наноалмазе и захваченного модой волокна. Анализ показал, что снизить уровень можно в более чем 10 раз, используя наноалмазы размером менее 20 нм, в 1.5-2 раза за счет выбора поляризации накачки, и в 2 раза за счет тушения люминесценции с помощью предварительного импульса мощного излучения.

3. Исследованы криогенные детекторы на основе нитрида ниобия при 4 градусах Кельвина с подводом излучения по одномодовому волноводу. Показано, что при кван-

товой эффективности 0.2 провал в автокорреляционной функции был до 0.1 и оказался глубже в 2 раза, чем аналогичный провал при использовании лавинных фотодетекторов с квантовой эффективностью 0.6. Следует отметить, что максимальная скорость счета при использовании криогенных сверхпроводящих детекторов в 20 раз превосходит таковую для лавинных фотодетекторов.

Благодарности

Я хотел бы выразить свою благодарность людям, которые сделали эту работу возможной.

Сорокин Вадим Николаевич

Мой научный руководитель в аспирантуре

Акимов Алексей Владимирович,

Научный руководитель и наставник, учитель. Человек, энергии которого я обязан своему присутствию в профессиональной науке.

Шаманин Валерий Владимирович и

Каролаева Маргарита Борисовна

Мои школьные учителя физики. На их уроках началось мое увлечение физикой.

Также хочу поблагодарить Масалова Анатолия Викторовича за интересные и познавательные комментарии по существу работы, в процессе её выполнения. Николая Николаевича Колачевского за интерес к работе и ценные советы. Андрея Николаевича Смолянинова за неоценимую помощь и поддержку. Всех коллег по лаборатории за постоянную поддержку и дружественную рабочую атмосферу.

Список литературы

1. Bennett C. H., Brassard G. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing // International Conference on Computers, Systems & Signal Processing, Bangalore, India, Dec 9-12, 1984. 1984. P. 175–179.
2. Wootters W. K., Zurek W. H. A single quantum cannot be cloned // Nature. 1982. Vol. 299, no. 5886. P. 802–803.
3. Ursin R., Tiefenbacher F., Schmitt-Manderbach T. et al. Entanglement-based quantum communication over 144 km // Nature physics. 2007. Vol. 3, no. 7. P. 481–486.
4. Childress L., Taylor J., Sørensen A. S., Lukin M. Fault-tolerant quantum communication based on solid-state photon emitters // Physical review letters. 2006. Vol. 96, no. 7. P. 070504.
5. Briegel H.-J., Dür W., Cirac J. I., Zoller P. Quantum repeaters: the role of imperfect local operations in quantum communication // Physical Review Letters. 1998. Vol. 81, no. 26. P. 5932.
6. Van Loock P., Ladd T., Sanaka K. et al. Hybrid quantum repeater using bright coherent light // Physical review letters. 2006. Vol. 96, no. 24. P. 240501.
7. Jiang L., Taylor J. M., Nemoto K. et al. Quantum repeater with encoding // Physical Review A. 2009. Vol. 79, no. 3. P. 032325.
8. Kurtsiefer C., Mayer S., Zarda P., Weinfurter H. Stable solid-state source of single photons // Physical review letters. 2000. Vol. 85, no. 2. P. 290.
9. Eisaman M., Fan J., Migdall A., Polyakov S. Invited review article: Single-photon sources and detectors // Review of scientific instruments. 2011. Vol. 82, no. 7. P. 071101.
10. Sipahigil A., Evans R. E., Sukachev D. D. et al. Single-Photon Switching and Entanglement of Solid-State Qubits in an Integrated Nanophotonic System // arXiv preprint arXiv:1608.05147. 2016.
11. Heshami K., England D. G., Humphreys P. C. et al. Quantum memories: emerging applications and recent advances // Journal of Modern Optics. 2016. P. 1–24.
12. Ingarden R. S. Quantum information theory // [Reports on Mathematical Physics](#). 1976. Vol. 10, no. 1. P. 43 – 72.
13. Feynman R. P. Simulating Physics with Computers // International Journal of Theoretical Physics. 1982. Vol. 217, no. 6.

14. Schaller R. R. Moore's law: past, present and future // IEEE spectrum. 1997. Vol. 34, no. 6. P. 52–59.
15. Shor P. W. SIAM // J. Computing. 1997. Vol. 26. P. 1484.
16. O'Malley P., Babbush R., Kivlichan I. et al. Scalable Quantum Simulation of Molecular Energies // [Physical Review X](#). 2016.—jul. Vol. 6, no. 3. P. 031007.
17. Monz T., Schindler P., Barreiro J. T. et al. 14-qubit entanglement: Creation and coherence // Physical Review Letters. 2011. Vol. 106, no. 13. P. 130506.
18. Barreiro J. T., Müller M., Schindler P. et al. An open-system quantum simulator with trapped ions // Nature. 2011. Vol. 470, no. 7335. P. 486–491.
19. Lucero E., Barends R., Chen Y. et al. Computing prime factors with a Josephson phase qubit quantum processor // Nature Physics. 2012. Vol. 8, no. 10. P. 719–723.
20. Majer J., Chow J., Gambetta J. et al. Coupling superconducting qubits via a cavity bus // Nature. 2007. Vol. 449, no. 7161. P. 443–447.
21. Politi A., Matthews J. C. F., O'Brien J. L. Shor's Quantum Factoring Algorithm on a Photonic Chip // [Science](#). 2009. Vol. 325, no. 5945. P. 1221–1221.
<http://science.sciencemag.org/content/325/5945/1221.full.pdf>.
22. Wrachtrup J., Jelezko F. Processing quantum information in diamond // Journal of Physics: Condensed Matter. 2006. Vol. 18, no. 21. P. S807.
23. Kucsko G., Maurer P. C., Yao N. Y. et al. Nanometre-scale thermometry in a living cell // [Nature](#). 2013.—jul. Vol. 500, no. 7460. P. 54–58.
24. Momenzadeh S. A., de Oliveira F. F., Neumann P. et al. Thin Circular Diamond Membrane with Embedded Nitrogen-Vacancy Centers for Hybrid Spin-Mechanical Quantum Systems // Physical Review Applied. 2016. Vol. 6, no. 2. P. 024026.
25. Dragan A., Fuentes I., Louko J. Quantum accelerometer: Distinguishing inertial Bob from his accelerated twin Rob by a local measurement // Physical Review D. 2011. Vol. 83, no. 8. P. 085020.
26. Jensen K., Budvytyte R., Thomas R. A. et al. Non-invasive detection of animal nerve impulses with an atomic magnetometer operating near quantum limited sensitivity // [Scientific Reports](#). 2016.—jul. Vol. 6. P. 29638.
27. Beams R., Smith D., Johnson T. W. et al. Nanoscale fluorescence lifetime imaging of an optical antenna with a single diamond NV center // Nano letters. 2013. Vol. 13, no. 8. P. 3807–3811.

28. Gustavson T., Landragin A., Kasevich M. Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope // *Classical and Quantum Gravity*. 2000. Vol. 17, no. 12. P. 2385.
29. Ajoy A., Cappellaro P. Stable three-axis nuclear-spin gyroscope in diamond // *Physical Review A*. 2012. Vol. 86, no. 6. P. 062104.
30. Canuel B., Leduc F., Holleville D. et al. Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry // *Physical Review Letters*. 2006. Vol. 97, no. 1. P. 010402.
31. Ludlow A. D., Boyd M. M., Ye J. et al. Optical atomic clocks // *Reviews of Modern Physics*. 2015. Vol. 87, no. 2. P. 637.
32. Jelezko F., Wrachtrup J. Single defect centres in diamond: A review // *physica status solidi (a)*. 2006. Vol. 203, no. 13. P. 3207–3225.
33. Chu Y., Lukin M. D. Quantum optics with nitrogen-vacancy centers in diamond // *arXiv preprint arXiv:1504.05990*. 2015.
34. Burek M. J., de Leon N. P., Shields B. J. et al. Free-standing mechanical and photonic nanostructures in single-crystal diamond // *Nano letters*. 2012. Vol. 12, no. 12. P. 6084–6089.
35. Balasubramanian G., Neumann P., Twitchen D. et al. Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond // *Nature materials*. 2009. Vol. 8, no. 5. P. 383–387.
36. Poddubny A., Iorsh I., Belov P., Kivshar Y. Corrigendum: Hyperbolic metamaterials // *Nature Photonics*. 2013. Vol. 8, no. 1. P. 78–78.
37. Shalaginov M. Y., Vorobyov V. V., Liu J. et al. Enhancement of single-photon emission from nitrogen-vacancy centers with TiN/(Al,Sc)N hyperbolic metamaterial // *Laser & Photonics Reviews*. 2015. — jan. Vol. 9, no. 1. P. 120–127.
38. Zaitsev A. Vibronic spectra of impurity-related optical centers in diamond // *Physical Review B*. 2000. Vol. 61(19). P. 12909–12922.
39. Jelezko F., Tietz C., Gruber A. et al. Spectroscopy of single NV centers in diamond // *Single Molecules*. 2001. Vol. 2, no. 4. P. 255–260.
40. Ishikawa T., Fu K. M. C., Santori C. et al. Optical and spin coherence properties of nitrogen-vacancy centers placed in a 100 nm thick isotopically purified diamond layer // *Nano Letters*. 2012. Vol. 12, no. 4. P. 2083–2087.
41. Storteboom J., Dolan P., Castelletto S. et al. Lifetime investigation of single nitrogen vacancy centres in nanodiamonds // *Optics Express*. 2015. Vol. 23, no. 9. P. 11327.

42. Felton S., Edmonds A. M., Newton M. E. et al. Electron paramagnetic resonance studies of the neutral nitrogen vacancy in diamond // *Physical Review B*. 2008. — feb. Vol. 77, no. 8. P. 081201.
43. Hepp C., Muller T., Waselowski V. et al. The electronic structure of the silicon vacancy color center in diamond // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112. P. 036405.
44. Evans R. E., Sipahigil A., Sukachev D. D. et al. Narrow-Linewidth Homogeneous Optical Emitters in Diamond Nanostructures via Silicon Ion Implantation // *Physical Review Applied*. 2016. — apr. Vol. 5, no. 4. P. 044010.
45. Iwasaki T., Ishibashi F., Miyamoto Y. et al. Germanium-Vacancy Single Color Centers in Diamond // *Scientific Reports*. 2015. — aug. Vol. 5. P. 12882.
46. Takayuki Iwasaki T. T. P. S. M. H. M. F. J., Yoshiyuki Miyamoto.
47. Element6. The element six CVD diamond handbook. URL: http://e6cvd.com/media/wysiwyg/pdf/E6_CVD_Diamond_Handbook_A5_v10X.pdf (дата обращения: 2015-09-25).
48. Balasubramanian G., Neumann P., D.Twitchen et al. Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond // *Nature Materials*. 2009. Vol. 8(5). P. 383.
49. Mizuochi N., Makino T., Kato H. et al. Electrically driven single-photon source at room temperature in diamond // *Nature Photonics*. 2012. Vol. 6(5). P. 299–303.
50. Maze J., Gali A., Togan E. et al. Properties of nitrogen-vacancy centers in diamond: the group theoretic approach // *New Journal of Physics*. 2011. Vol. 13, no. 2. P. 025025.
51. Siyushev P., Pinto H., Vörös M. et al. Optically controlled switching of the charge state of a single nitrogen-vacancy center in diamond at cryogenic temperatures // *Physical Review Letters*. 2013. — apr. Vol. 110, no. 16. 1204.4898.
52. Manson, Harrison J. Photo-ionization of the nitrogen-vacancy center in diamond // *Diamond and Related Materials*. 2005. Vol. 14(10). P. 1705–1710.
53. Gaebel T., Domhan M., Wittmann C. et al. Photochromism in single nitrogen-vacancy defect in diamond // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. 2006. P. 243–246.
54. Beha K., Fedder H., Wolfer M. et al. Diamond nanophotonics // *Beilstein journal of nanotechnology*. 2012. Vol. 3, no. 1. P. 895–908.
55. H. Zhao M. F., Takeuchi S. Suppression of fluorescence phonon sideband from nitrogen vacancy centers in diamond nanocrystals by substrate effect // *Optics Express*. 2012. Vol. 20(14). P. 15628.

56. Dolan P., Li X., Storteboom J., Gu M. Complete determination of the orientation of NV centers with radially polarized beams // [Optics express](#). 2014. Vol. 22, no. 4. P. 4379–4387.
57. Kucsko G., Maurer P. C., Yao N. Y. et al. Nanometre-scale thermometry in a living cell. // [Nature](#). 2013. Vol. 500, no. 7460. P. 54–8. [arXiv:1304.1068v1](#).
58. Batalov A., Jacques V., Kaiser F. et al. Low Temperature Studies of the Excited-State Structure of Negatively Charged Nitrogen-Vacancy Color Centers in Diamond // [Physical Review Letters](#). 2009. Vol. 102, no. 19. P. 1–4. [arXiv:0906.3426v1](#).
59. Rogers L., Armstrong S., Sellars M., Manson N. Infrared emission of the NV centre in diamond: Zeeman and uniaxial stress studies // [New Journal of Physics](#). 2008. Vol. 10, no. 10. P. 103024.
60. Beams R., Smith D., Johnson T. W. et al. Nanoscale fluorescence lifetime imaging of an optical antenna with a single diamond NV center // [Nano Letters](#). 2013. Vol. 13, no. 8. P. 3807–3811. [1303.1204](#).
61. Robledo L., Bernien H., Sar T. V. D., Hanson R. Spin dynamics in the optical cycle of single nitrogen-vacancy centres in diamond // [New Journal of Physics](#). 2011. Vol. 13. [1010.1192](#).
62. Gupta A., Hacquebard L., Childress L. Efficient signal processing for time-resolved fluorescence detection of nitrogen-vacancy spins in diamond // [Journal of the Optical Society of America B](#). 2016. Vol. 33, no. 3. P. B28. [1511.04407](#). URL: <http://arxiv.org/abs/1511.04407>{%}5Cn<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josab-33-3-B28>.
63. Pagliero D., Laraoui A., Henshaw J. D., Meriles C. A. Recursive polarization of nuclear spins in diamond at arbitrary magnetic fields // [Applied Physics Letters](#). 2014. Vol. 105, no. 24. [arXiv:1412.5441](#).
64. Neumann P., Beck J., Steiner M. et al. Single-shot readout of a single nuclear spin. // [Science \(New York, N.Y.\)](#). 2010. Vol. 329, no. 5991. P. 542–544.
65. Fischer R., Jarmola A., Kehayias P., Budker D. Optical polarization of nuclear ensembles in diamond // [Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics](#). 2013. [1202.1072](#).
66. Maurer P. C., Kucsko G., Latta C. et al. Room-Temperature Quantum Bit Memory Exceeding One Second // [Science](#). 2012. Vol. 336, no. 6086. P. 1283–1286. [arX-](#)

[iv:1202.4379v1](#).

67. Spear K., Dismukes J., Society E. Synthetic Diamond: Emerging CVD Science and Technology. A Wiley interscience publication. Wiley, 1994. ISBN: [9780471535898](#).
68. Dobrinets I., Vins V., Zaitsev A. HPHT-Treated Diamonds: Diamonds Forever. Springer Series in Materials Science. Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN: [9783642374906](#).
69. Dolde F., Bergholm V., Wang Y. et al. High-fidelity spin entanglement using optimal control. // [Nature communications](#). 2014. Vol. 5. P. 3371. [1309.4430](#).
70. Jakobi I., Momenzadeh S. A., de Oliveira F. F. et al. Efficient creation of dipolar coupled nitrogen-vacancy spin qubits in diamond // [Journal of Physics: Conference Series](#). 2016. Vol. 752, no. 1. P. 012001.
71. Bradac C., Gaebel T., Naidoo N. et al. Observation and control of blinking nitrogen-vacancy centres in discrete nanodiamonds. // [Nature nanotechnology](#). 2010. Vol. 5, no. 5. P. 345–349.
72. Microdiamant L. Microdiamant. URL: <http://www.microdiamant.com/products/micron-diamond-powder/monocrystalline-diamond-msy/> (дата обращения: 2016-11-28).
73. Siyushev P., Kaiser F., Jacques V. et al. Monolithic diamond optics for single photon detection // [Applied Physics Letters](#). 2010. Vol. 97, no. 24. P. 95–98. [1009.0607](#).
74. Schröder T., Gädeke F., Banholzer M. J., Benson O. Ultrabright and efficient single-photon generation based on nitrogen-vacancy centres in nanodiamonds on a solid immersion lens // [New Journal of Physics](#). 2011. Vol. 13. [1011.1822](#).
75. Momenzadeh S. A., Sto R. J., Oliveira F. F. D. et al. Nanoengineered Diamond Waveguide as a Robust Bright Platform for Nanomagnetometry Using Shallow Nitrogen Vacancy Centers. 2014.
76. Schröder T., Schell A. W., Kewes G. et al. Fiber-integrated diamond-based single photon source. // [Nano letters](#). 2011. — jan. Vol. 11, no. 1. P. 198–202.
77. Liebermeister L., Petersen F., Münchow A. V. et al. Tapered fiber coupling of single photons emitted by a deterministically positioned single nitrogen vacancy center // [Applied Physics Letters](#). 2014. Vol. 104, no. 3. P. 15–18. [1309.0421](#).
78. Albrecht R., Bommer A., Pauly C. et al. Narrow-band single photon emission at room temperature based on a single nitrogen-vacancy center coupled to an all-fiber-cavity // [Applied Physics Letters](#). 2014. — aug. Vol. 105, no. 7. P. 073113.

79. Purcell E. M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. Vol. 69. 1946. P. 681+.
80. Kipfstuhl L., Hepp C., Neu E. et al. One- and two-dimensional photonic crystal microcavities in single crystal diamond. 2012. Vol. 7, no. November 2011. P. 69–74.
81. Faraon A., Santori C., Huang Z. et al. Coupling of nitrogen-vacancy centers to photonic crystal cavities in monocrystalline diamond // [Physical Review Letters](#). 2012. Vol. 109, no. 3. P. 2–6. [1202.0806](#).
82. Hausmann B. J. M., Shields B. J., Quan Q. et al. Coupling of NV Centers to Photonic Crystal Nanobeams in Diamond. 2013.
83. Smith D. R., Schurig D. Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors. // [Physical review letters](#). 2003. Vol. 90, no. 7. P. 077405. [arXiv:cond-mat/0210625](#).
84. Jacob Z., Alekseyev L. V., Narimanov E. Optical Hyperlens : Far-field imaging beyond the diffraction limit // [Optics express](#). 2006. Vol. 14, no. 18. P. 8247–8256.
85. Liu Z., Lee H., Xiong Y. et al. Far-Field Optical Hyperlens Magnifying // [Science](#). 2007. Vol. 315, no. 5819. P. 1686.
86. Hertz H. Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electrische Entladung (An effect of ultraviolet light on electrical discharge) // [Annalen der Physics](#). 1887. Vol. 267. P. 983B–1000.
87. Einstein A. Zur theorie der lichterzeugung und lichtabsorption // [Annalen der Physik](#). 1906. Vol. 325, no. 6. P. 199–206.
88. Planck M. "Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspektrum (On the Law of Distribution of Energy in the Normal Spectrum)-// [Annalen der Physik](#). 1901. Vol. 309, no. 3. P. 553B–563.
89. Lewis N. Conservation of photons // [Nature](#). 1926. Vol. 118. P. 874.
90. Brown R. H., Twiss R. A test of a new type of stellar interferometer on Sirius // [Nature](#). 1956. Vol. 178, no. 4541. P. 1046–1048.
91. Mandel L., Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge University Press, 1995.
92. Glauber R. J. The Quantum Theory of Optical Coherence // [Phys. Rev .Lett](#). 1963. Vol. 130(6). P. 2529–2539.

93. Carmichael H. J., Walls D. F. Proposal for the measurement of the resonant stark effect by photon correlation techniques // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. 1976. Vol. 9(4). P. L43–L46.
94. Fox M. *Quantum Optics An Introduction*. OXFORD University Press, 2006. P. 400. ISBN: [9780198566731](#).
95. Walls D., Milburn G. J. *Quantum Information*. Springer, 2008.
96. Fox M. *Quantum Optics, an Introduction*. Oxford University Press, 2009.
97. Takesue H., Nam S. W., Zhang Q. et al. Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors // *Nature Photonics*. 2007. Vol. 1, no. 6. P. 343–348. [1408.0562](#).
98. Yin H.-L., Fu Y., Mao Y., Chen Z.-B. Security of quantum key distribution with multiphoton components // *Scientific Reports*. 2016. Vol. 6, no. April. P. 29482. [arXiv:1009.1047v1](#).
99. Friberg S. R., Hong C. K., Mandel L. Intensity dependence of the normalized intensity correlation function in parametric down conversion // *Opt. Commun.* 1985. Vol. 54. P. 311.
100. Hong C. K., Mandel L. Experimental realization of a localized one-photon state // *Phys. Rev. Lett.* 1986. Vol. 56. P. 58.
101. Bock M., Lenhard A., Chunnillal C. et al. Highly efficient heralded single-photon source for telecom wavelengths based on a PPLN waveguide "High-quality polarization entanglement state preparation and manipulation in standard telecommunication channels // *New J. Phys. OPTICS EXPRESS*. 2012. Vol. 14, no. 21. P. 23992–24001.
102. Kimble H. J., Dagenais M., Mandel L. Photon Antibunching in Resonance Fluorescence // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 39. P. 691.
103. Bennett A. J., Unitt D. C., See P. et al. Microcavity single-photon-emitting diode // *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 86, no. 18. P. 181102.
104. Mizuochi N., Makino T., Kato H. et al. Electrically driven single-photon source at room temperature in diamond // *Nature Photonics*. 2012. Vol. 6, no. 5. P. 299–303.
105. Tiecke T. G., Nayak K. P., Thompson J. D. et al. Efficient fiber-optical interface for nanophotonic devices. 2014. Vol. 2, no. 2. P. 70–75. [1409.7698](#).
106. Buckley S., Rivoire K., Vučković J. Engineered quantum dot single-photon sources // *Reports on Progress in Physics*. 2012. Vol. 75, no. 12. P. 126503. [arXiv:1210.1234v1](#).

107. Santori C., Fattal D., Vučković J. et al. Indistinguishable photons from a single-photon device // [Nature](#). 2002. — oct. Vol. 419, no. 6907. P. 594–597.
108. Stevenson R. M., Young R. J., Atkinson P. et al. A semiconductor source of triggered entangled photon pairs // [Nature](#). 2006. — jan. Vol. 439, no. 7073. P. 179–182.
109. Doherty M., Dolde F., Fedder H. et al. Theory of the ground-state spin of the NV-center in diamond // [Physical Review B](#). 2012. Vol. 85, no. 20. P. 205203.
110. E van Oort, N B Manson, M Glasbeekt. Optically detected spin coherence of the diamond N-V centre in its triplet ground state // [J. Phys.](#) 1988. Vol. 21. P. 4385–4391.
111. Harrison J., Sellars M., Manson N. Optical spin polarisation of the N-V centre in diamond // [Journal of Luminescence](#). 2004. Vol. 107, no. 1. P. 245–248.
112. Neumann P., Beck J., Steiner M. et al. Single-shot readout of a single nuclear spin. // [Science \(New York, N.Y.\)](#). 2010. Vol. 329, no. 5991. P. 542–544.
113. Divincenzo D. P. Topics in Quantum Computers // [Mesoscopic Electron Transport](#). 1997. P. 657–677. [arXiv:cond-mat/9612126](#).
114. Imamoglu A., Yamamoto Y. Turnstile device for heralded single photons: Coulomb blockade of electron and hole tunneling in quantum confined $p-n$ heterojunctions // [Physical Review Letters](#). 1994. — jan. Vol. 72, no. 2. P. 210–213.
115. Saha B., Naik G. V., Saber S. et al. TiN/(Al,Sc)N metal/dielectric superlattices and multilayers as hyperbolic metamaterials in the visible spectral range // [Phys. Rev. B](#). 2014. — Sep. Vol. 90. P. 125420.
116. Naik G. V., Saha B., Liu J. et al. Epitaxial superlattices with titanium nitride as a plasmonic component for optical hyperbolic metamaterials. // [Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America](#). 2014. Vol. 111, no. 21. P. 7546–7551. [arXiv:1408.1149](#).
117. West P. R., Kinsey N., Ferrera M. et al. Adiabatically tapered hyperbolic metamaterials for dispersion control of high-K waves // [Nano Letters](#). 2015. Vol. 15, no. 1. P. 498–505.
118. Galfsky T., Krishnamoorthy H. N. S., Newman W. et al. Active hyperbolic metamaterials: enhanced spontaneous emission and light extraction // [Optica](#). 2015. Vol. 2, no. 1. P. 62.
119. Jacob Z., Kim J., Naik G. et al. Engineering photonic density of states using metamaterials // [Applied Physics B](#). 2010. Vol. 100, no. 1. P. 215–218.

120. Pezzagna S., Naydenov B., Jelezko F. et al. Creation efficiency of nitrogen-vacancy centres in diamond // *New Journal of Physics*. 2010. Vol. 12, no. 6. P. 065017.
121. Ndukaife J. . C., Kildishev A. V., Nnanna A. G. A. et al. Long-range and rapid transport of individual nano-objects by a hybrid electrothermoplasmonic nanotweezer // [Nature Nanotechnology](#). 2015. Vol. 11, no. November. P. (accepted for publication).
122. Wolters J., Schell A. W., Kewes G. et al. Enhancement of the zero phonon line emission from a single nitrogen vacancy center in a nanodiamond via coupling to a photonic crystal cavity // [Applied Physics Letters](#). 2010. — oct. Vol. 97, no. 14. P. 141108.
123. Faraon A., Barclay P. E., Santori C. et al. Resonant enhancement of the zero-phonon emission from a colour centre in a diamond cavity. 2011.
124. Hoang T. B., Akselrod G. M., Argyropoulos C. et al. Ultrafast spontaneous emission source using plasmonic nanoantennas // [Nature Communications](#). 2015. — jul. Vol. 6. P. 7788.
125. de Leon N. P., Shields B. J., Yu C. L. et al. Tailoring Light-Matter Interaction with a Nanoscale Plasmon Resonator // [Physical Review Letters](#). 2012. — may. Vol. 108, no. 22. P. 226803.
126. Natarajan C. M., Tanner M. G., Hadfield R. H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications // [Superconductor Science and Technology](#). 2012. — jun. Vol. 25, no. 6. P. 063001.
127. Gol'tsman G. N., Okunev O., Chulkova G. et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector // [Applied Physics Letters](#). 2001. — aug. Vol. 79, no. 6. P. 705–707.
128. Robinson B. S., Kerman A. J., Dauler E. A. et al. 781 Mbit/s photon-counting optical communications using a superconducting nanowire detector // [Optics Letters](#). 2006. — feb. Vol. 31, no. 4. P. 444.
129. Korneev A., Korneeva Y., Manova N. et al. Recent Nanowire Superconducting Single-Photon Detector Optimization for Practical Applications // [IEEE Transactions on Applied Superconductivity](#). 2013. — jun. Vol. 23, no. 3. P. 2201204–2201204.
130. Tanner M. G., Natarajan C. M., Pottapenjara V. K. et al. Enhanced telecom wavelength single-photon detection with NbTiN superconducting nanowires on oxidized silicon // [Applied Physics Letters](#). 2010. Vol. 96, no. 22. P. 2010–2012.
131. Driessen E. F. C., Braakman F. R., Reiger E. M. et al. Impedance model for the polarization-dependent optical absorption of superconducting single-photon detectors //

- [The European Physical Journal Applied Physics](#). 2009.—jul. Vol. 47, no. 1. P. 10701.
132. Smirnov K., Vachtomin Y., Divochiy A. et al. Dependence of dark count rates in superconducting single photon detectors on the filtering effect of standard single mode optical fibers // [Applied Physics Express](#). 2015.—feb. Vol. 8, no. 2. P. 022501.
 133. Tanner M. G., Makarov V., Hadfield R. H. Optimised quantum hacking of superconducting nanowire single-photon detectors.
 134. Fujiwara M., Honjo T., Shimizu K. et al. Characteristics of superconducting single photon detector in DPS-QKD system under bright illumination blinding attack // [New J. Phys.](#) 1984. Vol. 74, no. 5.
 135. Vorobyov V. V., Kazakov A. Y., Soshenko V. V. et al. Superconducting detector for visible and near-infrared quantum emitters [Invited] // [Optical Materials Express](#). 2017.—feb. Vol. 7, no. 2. P. 513.
 136. Doherty M. W., Manson N. B., Delaney P. et al. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond // [Physics Reports](#). 2013. Vol. 528, no. 1. P. 1–45.
 137. Mizuochi N., Makino T., Kato H. et al. Electrically driven single-photon source at room temperature in diamond // [Nature photonics](#). 2012. Vol. 6, no. 5. P. 299–303.
 138. Neumann P., Beck J., Steiner M. et al. Single-shot readout of a single nuclear spin // [Science](#). 2010. Vol. 329, no. 5991. P. 542–544.
 139. Togan E., Chu Y., Trifonov A. et al. PR and Zibrov, and MD Lukin // [Nature](#). 2010. Vol. 466. P. 730.
 140. Kucsko G., Maurer P., Yao N. Y. et al. Nanometer scale thermometry in a living cell // [Nature](#). 2013. Vol. 500, no. 7460. P. 54.
 141. Babinec T. M., Hausmann B. J., Khan M. et al. A diamond nanowire single-photon source // [Nature nanotechnology](#). 2010. Vol. 5, no. 3. P. 195–199.
 142. Li L., Chen E. H., Zheng J. et al. Efficient photon collection from a nitrogen vacancy center in a circular bullseye grating // [Nano letters](#). 2015. Vol. 15, no. 3. P. 1493–1497.
 143. Marseglia L., Hadden J., Stanley-Clarke A. et al. Nanofabricated solid immersion lenses registered to single emitters in diamond // [Applied Physics Letters](#). 2011. Vol. 98, no. 13. P. 133107.
 144. Hausmann B. J. M., Shields B. J., Quan Q. et al. Coupling of NV centers to photonic crystal nanobeams in diamond // [Nano letters](#). 2013. Vol. 13, no. 12. P. 5791–5796.

145. Schröder T., Fujiwara M., Noda T. et al. A nanodiamond-tapered fiber system with high single-mode coupling efficiency // [Optics Express](#). 2012. Vol. 20, no. 10. P. 10490.
146. Vorobyov V. V., Soshenko V. V., Bolshedvorskii S. V. et al. Coupling of single NV Center to adiabatically tapered optical single mode fiber. 2016. — aug. [1608.02862](#).
147. Vorobyov V. V., Soshenko V. V., Bolshedvorskii S. V. et al. [Coupling of single NV center to the tapered optical fiber](#) / Ed. by G. S. Subramania, S. Foteinopoulou. International Society for Optics and Photonics, 2016. — sep. P. 992012.
148. Soshenko V., Vorobyov V. V., Bolshedvorsky S. et al. [Toward efficient fiber-based quantum interface \(Conference Presentation\)](#) / Ed. by J. Stuhler, A. J. Shields. International Society for Optics and Photonics, 2016. — apr. P. 99000Q.
149. LLC T. SM 600 single mode optical fiber. 2017. URL: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=SM600> (дата обращения: 2017-09-11).
150. Mortensen N. A., Folkenberg J. R., Skovgaard P. M. W., Broeng J. Numerical Aperture of Single-Mode Photonic Crystal Fibers. 2002. Vol. 0, no. 6. P. 3. [arXiv:physics/0202073](#).
151. Wadsworth W. J., Percival R. M., Bouwmans G. et al. Very high numerical aperture fibers // [IEEE Photonics Technology Letters](#). 2004. Vol. 16, no. 3. P. 843–845.
152. Ward J. M., Maimaiti A., Le V. H., Chormaic S. N. Contributed review: Optical micro- and nanofiber pulling rig. 2014. — nov. Vol. 85, no. 11. P. 111501. [1402.6396](#).
153. Brambilla G. Optical fibre nanowires and microwires: a review // [Journal of Optics](#). 2010. — apr. Vol. 12, no 4. P. 043001.
154. [Http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep](http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep). Meep - AbInitio. 2009. URL: <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep>.
155. Almokhtar M., Fujiwara M., Takashima H., Takeuchi S. Numerical simulations of nanodiamond nitrogen-vacancy centers coupled with tapered optical fibers as hybrid quantum nanophotonic devices. // [Optics express](#). 2014. Vol. 22, no. 17. P. 20045–59.
156. Chonan S., Kato S., Aoki T. Efficient single-mode photon-coupling device utilizing a nanofiber tip // [Scientific reports](#). 2014. Vol. 4. P. 4785.
157. Sigel G., Marrone M. Photoluminescence in as-drawn and irradiated silica optical fibers: an assessment of the role of non-bridging oxygen defect centers // [Journal of Non-Crystalline Solids](#). 1981. Vol. 45, no. 2. P. 235–247.
158. Landau L., Lifshitz E. Electrodynamics of Continuous Media. 1960.

159. Fu C.-C., Lee H.-Y., Chen K. et al. Characterization and application of single fluorescent nanodiamonds as cellular biomarkers // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2007. — jan. Vol. 104, no. 3. P. 727–732.
160. Drezet A., Sonnefraud Y., Cuche A. et al. Near-field microscopy with a scanning nitrogen-vacancy color center in a diamond nanocrystal: A brief review // *Micron*. 2015. Vol. 70. P. 55–63.
161. Sonnefraud Y., Cuche A., Faklaris O. et al. Diamond nanocrystals hosting single nitrogen-vacancy color centers sorted by photon-correlation near-field microscopy // *Optics letters*. 2008. Vol. 33, no. 6. P. 611–613.
162. Ampem-Lassen E., Simpson D., Gibson B. et al. Nano-manipulation of diamond-based single photon sources // *Optics express*. 2009. Vol. 17, no. 14. P. 11287–11293.
163. Patel R. N., Schröder T., Wan N. et al. Efficient photon coupling from a diamond nitrogen vacancy center by integration with silica fiber // *Light: Science & Applications*. 2016. Vol. 5, no. 2. P. e16032.