

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Дьяконов Иван Викторович

**Интегральные оптические структуры для задач
линейно-оптических квантовых вычислений**

Специальность 1.3.19 —
«Лазерная физика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Кулик Сергей Павлович

Москва — 2022

Оглавление

	Стр.
Введение	4
 Глава 1. Фотоны в линейно-оптических схемах: обзор	
литературы	11
1.1 Интерферометры как базовые устройства оптических преобразований	12
1.1.1 Элементарные оптические компоненты	14
1.1.2 Архитектура интерферометра	16
1.2 Линейно-оптические квантовые вычисления	18
1.2.1 Кодирование кубита	18
1.2.2 Однокубитные операции	20
1.2.3 Двухкубитные операции	21
1.2.4 Перспективы	24
1.3 Интегральная оптика	25
1.3.1 Принципы интегральной оптики	25
1.3.2 Интегрально-оптические технологии	27
1.3.3 Фемтосекундная лазерная печать	29
 Глава 2. Создание пассивной интегральной оптики методом фемтосекундной лазерной печати	
2.1 Фемтосекундная лазерная печать одномодовых волноводов в известково-натриево-калиевом стекле	41
2.1.1 Экспериментальная установка	43
2.1.2 Создание одномодовых волноводов	47
2.2 Фемтосекундная лазерная печать пассивных функциональных элементов	51
2.2.1 Направленный светоделитель	51
2.2.2 Режим записи волноводов	53
2.2.3 Поляризационные свойства направленного делителя	54
2.3 Выводы по главе	59

Глава 3. Реконфигурируемые интегральные устройства	68
3.1 Термооптическая модуляция ФЛП интегральных схем	69
3.2 Технология создания реконфигурируемых устройств	71
3.3 Создание пассивной интегрально-оптической структуры 4x4 интерферометра	73
3.4 Сборка реконфигурируемого интерферометра	75
3.5 Настройка реконфигурируемого интерферометра	76
3.5.1 Калибровка термооптических модуляторов	77
3.5.2 Оптимизационный алгоритм настройки	80
3.5.3 Тестирование реконфигурируемой структуры	84
3.6 Выводы по главе	87
Глава 4. Проектирование квантовых линейно-оптических устройств	89
4.1 Формулировка оптимизационной процедуры	92
4.2 Задача генерации трехфотонных состояний Гринбергера-Хорна-Цайлингера	96
4.3 Выводы по главе	105
Заключение	107
Список литературы	110

Введение

Современный прогресс в области экспериментального создания квантовых вычислительных систем ускоряет развитие соответствующих технологических подходов, задействуемых в процессе изготовления отдельных элементов квантовых систем. Одним из наиболее перспективных подходов в настоящий момент является линейно-оптическая платформа [1]. В этой системе физическими носителями квантовой информации являются одиночные фотоны, а преобразования квантовых состояний света осуществляются с помощью линейных оптических интерферометров - устройств, состоящих из светоделительных и фазовращательных элементов. Несмотря на возникающие в силу особенностей физической реализации проблемы - вероятностные двухкубитные гейты, разрушающие измерения кубитов, потеря кубитов - разработан способ формирования устойчивого к ошибкам линейно-оптического квантового компьютера [2].

Преобразователи квантовых состояний наиболее удобно создавать, пользуясь технологиями изготовления интегрально-оптических компонентов. В основе интегрально-оптических технологий лежит принцип волноводного распространения оптического излучения в среде: свет распространяется вдоль области с повышенным показателем преломления относительно величины показателя преломления окружающего вещества. Наиболее развитым подходом к созданию таких элементов в настоящее время является литографический комплекс технологий. Инструменты литографии позволяют формировать волноводные элементы сложной формы, используя разнообразные материалы, что позволяет добиться высокой степени миниатюризации создаваемых интегральных схем. Единственными недостатками этого подхода является высокая стоимость и сложность изготовления интегральных оптических структур. По этим причинам получила развитие более простая и дешевая технология, обеспечивающая возможность быстрого прототипирования интегральной оптики - фемтосекундная лазерная печать [3]. В основе технологии лежит принцип локальной модификации показателя преломления вещества посредством его облучения жестко сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами. Реализовать такую технологию можно в стенах стандартной оптической лаборатории, что позволяет крайне быстро изготавливать интегрально-оптические устройства для экспериментальных задач. Преимуществами данной технологии

является возможность использования для создания волноводов любого материала оптически прозрачного в диапазоне длин волн генерации обрабатывающего лазера, а также способность создавать волноводные структуры с трехмерной геометрией.

Интегральные оптические схемы сравнительно недавно нашли применение в квантовой оптике. С помощью схемы, созданных по технологии литографии, были продемонстрированы двухкубитные квантовые операции [4], реализации алгоритмов квантовых вычислений [5], квантовые случайные блуждания [6] и множество других экспериментов. Оптические схемы, созданные о технологии фемтосекундной лазерной печати, оказалась подходящими для выполнения операций над поляризационными состояниями фотонов, что крайне сложно реализуется в литографических схемах. В основном, это связано с существенно разным уровнем оптических потерь на распространение для волноводных мод ТЕ и ТМ типа. Фемтосекундная лазерная печать позволяет создавать волноводы не чувствительные к поляризации излучения и, следовательно, способные обрабатывать поляризационные состояния света без внесения существенных искажений. Кроме того, в технологии фемтосекундной лазерной печати присутствует возможность контроля степени анизотропии волновода, благодаря чему удастся создавать компоненты для точного преобразования поляризационных состояний света. С помощью чипов, изготовленных по технологии фемтосекундной лазерной печати, были продемонстрированы базовые одно- и двухкубитные квантовые операции в поляризационном базисе [7]. Помимо преимуществ в обработке поляризационных состояний фемтосекундная лазерная печать пригодна для создания оптических систем с низкими потерями и высокой размерностью, что помогло впервые продемонстрировать бозонный сэмплинг в эксперименте [8].

Цель диссертационной работы состоит в разработке экспериментальных методов изготовления реконфигурируемых интегрально-оптических структур с характеристиками, отвечающими требованиям современных экспериментов по реализации алгоритмов квантовых вычислений на линейно-оптической платформе, и созданию методов проектирования структуры оптических интерферометров для реализации заданных квантовых преобразований оптических кубитов. Основные критерии пригодности интегрально-оптических систем включают низкие потери на распространение, высокую точность и реализации заданных унитарных преобразований на оптическими модами и возможность

реконфигурации интегрально-оптического чипа. В диссертации рассматриваются методы достижения приемлемых характеристик интегрально-оптических структур в рамках трех озвученных критериев, пользуясь технологией фемтосекундной лазерной печати.

В рамках поставленной цели были сформулированы следующие **задачи**:

- Исследование режимов формирования одномодовых в ближнем инфракрасном диапазоне волноводных структур в объеме оптического стекла посредством метода фемтосекундной лазерной печати.
- Создание поляризационно-чувствительных интегрально-оптических компонентов методом фемтосекундной лазерной печати в плавленом кварце.
- Создание реконфигурируемых интегрально-оптических интерферометров и исследование методов их прецизионной настройки.
- Исследование алгоритмов поиска оптимальных линейно-оптических преобразований, обеспечивающих максимальную вероятность успешного срабатывания, и проектирование оптимальной схемы приготовления трехфотонного состояния Гринбергера-Хорна-Цайлингера.

Объектом исследования являются интегрально-оптические структуры, создаваемые в прозрачных диэлектрических материалах методом фемтосекундной лазерной печати. **Предметом исследования** являются способы формирования интегральных оптических схем, пригодных для экспериментов по реализации линейно-оптических квантовых вычислений, и численные методы поиска оптимизированных конфигураций линейно-оптических квантовых операций, адаптированных под реализацию с помощью интегрально-оптических компонентов.

Актуальность работы обусловлена как фундаментальным интересом к новым методам создания реконфигурируемой интегральной оптики, так и возможностью практического применения результатов исследований к задачам реализации алгоритмов квантовых вычислений с помощью одиночных фотонов и реконфигурируемых интегрально-оптических структур.

Научная новизна заключается в следующих положениях:

1. Разработаны методы изготовления пассивных и реконфигурируемых интегрально-оптических структур с использованием метода ФЛП, применимых для экспериментов по реализации линейно-оптических квантовых вычислений.

2. Разработана технология записи одномодовых интегрально-оптических волноводов с низкими оптическими потерями в многопроходном режиме записи.
3. Реализован режим записи одномодовых оптических волноводов с низкой анизотропией и достигнут режим сильной эванесцентной связи между волноводами, записанными методом ФЛП
4. С помощью технологии фемтосекундной лазерной печати реализован интегрально-оптический реконфигурируемый интерферометр с универсальной архитектурой Клементса.
5. Разработана численная процедура для поиска конфигурации линейно-оптического интерферометра, обеспечивающее приготовление заданного выходного состояния с оповещением с максимальной вероятностью.

Степень разработанности является достаточно высокой, поскольку исследования фундаментального и прикладного характера в области микромодификации оптических диэлектрических материалов активно ведутся с начала 1990х годов. Метод фемтосекундной лазерной печати является распространенным способом формирования волноводных структур внутри оптических материалов различной природы: аморфных материалов, кристаллических материалов, полимерных материалов и многих других. Однако, этот метод в основном применялся для создания пассивных интегральных структур. Работа, выполненная в данной диссертации, нацелена на исследование методов создания реконфигурируемых интегрально-оптических устройств с большим количеством перестраиваемых компонентов, а также уделяет внимание аспекта прецизионного проектирования интегрально-оптических компонентов с учетом требований современных квантово-оптических экспериментов.

Научная и практическая значимость заключается в возможном использовании разработанных методов создания интегрально-оптических систем и методов поиска оптимальных линейно-оптических преобразований для решения задач реализации алгоритмов квантовых вычислений с помощью линейно-оптической платформы.

Методология диссертационного исследования основана на широко распространенных и проверенных методах проведения экспериментальных работ и выполнения численного эксперимента. Создание волноводных структур выполнялось по методу фемтосекундной лазерной печати, обширно применяемому для записи волноводных структур в объеме прозрачных диэлектрических

материалов. Измерение оптических потерь на пропускание и сопряжение выполнялось с использованием cut-back метода, являющимся стандартным способом оценки такого типа потерь в интегрально-оптических структурах. Тестирование многопортовых интегрально-оптических компонентов выполнялось с помощью общепринятых методов сопряжения интегрально-оптических структур с помощью массивов волокон и управления нагревательными элементами термооптических модуляторов посредством приложения постоянного тока. Численный эксперимент проводился с использованием известной оптимизационной процедуры Бройдена-Флетчера-Гольдфарба-Шанно.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Технология фемтосекундной лазерной печати пригодна для записи одномодовых интегрально-оптических волноводов в многопроходном режиме с оптическими потерями 0.86 дБ/см и потерями на сопряжение с внешним одномодовым оптическим волокном 1.12 дБ для горизонтальной поляризации и 1.10 дБ для вертикальной поляризации.
2. Технология фемтосекундной лазерной печати позволяет создавать одномодовых оптических волноводов с низкой анизотропией $\sim 10^{-6} \text{ мм}^{-1}$ и одновременно достигать высокой величины константой связи между волноводами 3 мм^{-1} , что обеспечивает условия для создания компактного поляризационного делителя с длиной взаимодействия 3.7 мм, обеспечивающего коэффициент экстинкции 20 дБ для вертикальной поляризации и 16 дБ для горизонтальной поляризации.
3. Технология фемтосекундной лазерной печати позволяет создавать реконфигурируемый интегрально-оптический интерферометр с универсальной архитектурой Клементса, обеспечивающий среднюю фиделити генерации заданных выходных распределений мощности 0.9996 и рекордное на момент публикации время переключения интегрального термооптического модулятора, составившее 13 мс при включении и нагреве элемента и 10 мс при выключении и остывании.
4. Линейно-оптический интерферометр, состоящий из 10 мод, на вход которого подается 6 неразличимых фотонов, обеспечивает генерацию трехфотонных состояний Гринбергера-Хорна-Цайлингера без использования принципа связи с опережением с вероятностью $P = 1/54$, превышающей известные по литературным данным значения.

Достоверность результатов полученных в эксперименте обеспечена использованием современного измерительного и аналитического оборудования. Наблюдалась воспроизводимость режимов записи волноводных структур, а также экспериментально измеренных величин. Достоверность численных расчетов опирается на использование протестированных библиотек для численной оптимизации, а также аналитической проверкой полученных численным методом результатов.

Во всех опубликованных работах **личный вклад** автора является определяющим. Автор принимал активное участие в сборке и настройке установки для реализации метода фемтосекундной лазерной печати волноводных структур в прозрачных диэлектрических материалах. Им была проделана работа по определению оптимальных режимов записи волноводных структур для каждой из задач. Автором был реализован метод гравировки электрических резисторов и контактов на поверхности чипа с учетом совмещения с оптическими волноводными структурами внутри чипа. Автор принимал активное участие в постановке экспериментов по измерению характеристик записанных интегрально-оптических структур как оптическими методами, так и методами микроскопии. Автор принимал определяющее участие в получении экспериментальных данных и их анализе. В работе по поиску оптимального линейно-оптического преобразования для реализации трехфотонного состояния Гринбергера-Хорна-Цайлингера автором была поставлена задача, реализован первичный код для численного моделирования и получены субоптимальные результаты для конфигурации линейно-оптического преобразования. Также автор принимал активное участие в анализе данных, полученных другими участниками работы. Автором была проведена значительная работа по составлению и редактированию текстов статей, ответу на вопросы рецензентов и переписке с редакциями журналов.

Апробация результатов работы проводилась на международных конференциях:

1. 24th Central European Workshop on Quantum Optics (CEWQO), Люнгбю, Дания, 2017 год,
2. International Conference on Integrated Quantum Photonics, Рим, Италия, 2017 год,
3. International Conference on Integrated Quantum Photonics, Париж, Франция, 2018 год,

4. Quantum technology international conference QTECH, Париж, Франция, 2018 год,

а также на семинарах кафедры квантовой электроники физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова.

Основные результаты работы являются оригинальными и опубликованы в следующих статьях в изданиях, индексируемых в Web of Science:

1. **Low-loss single-mode integrated waveguides in soda-lime glass.** / I. Dyakonov, A. Kalinkin, M. Saygin, A. Abroskin, I. Radchenko, S. Straupe and S. Kulik. // Applied Physics B — 2016 — Т. 122 — № 9 — С. 1-7 (Impact factor 2.07)
2. **Laser-written polarizing directional coupler with reduced interaction length.** / I. V. Dyakonov, M. Yu. Saygin, I. V. Kondratyev, A. A. Kalinkin, S. S. Straupe and S. P. Kulik. // Optics letters — 2017 — Т. 42 — № 20 — С. 4231-4234 (Impact factor 3.776).
3. **Reconfigurable photonics on a glass chip.** / I. V. Dyakonov, I. A. Pogorelov, I. B. Bobrov, A. A. Kalinkin, S. S. Straupe, S. P. Kulik, P. V. Dyakonov and S. A. Evlashin. // Physical Review Applied — 2018 — Т. 10 — С. 044048 (Impact factor 4.985).
4. **Improved heralded schemes to generate entangled states from single photons.** / F. V. Gubarev, I. V. Dyakonov, M. Yu. Saygin, G. I. Struchalin, S. S. Straupe and S. P. Kulik. // Physical Review A — 2020 — Т. 102 — № 1 — С. 012604 (Impact factor 3.14).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения. Полный объём диссертации составляет 124 страницы с 28 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 118 наименований.

Глава 1. Фотоны в линейно-оптических схемах: обзор литературы

Квантовая оптика является одной из наиболее глубоких и активно развивающихся областей экспериментальной физики, занимающихся исследованием квантовых систем. Во многом высокий интерес к экспериментам по квантовой оптике обусловлен простотой их выполнения относительно других доступных для экспериментов квантовых систем, например, сверхпроводниковых схем [9], одиночных ионов и атомов в специальных ловушках [10; 11] или квантовых точек в сверхчистых полупроводниках [12]. В основном это связано с отсутствием необходимости разработки специализированных технологий нанофабрикации для подготовки исследуемой квантовой системы к эксперименту. Для постановки даже достаточно сложных экспериментов с квантовыми системами размерностью вплоть до нескольких миллионов [13] добывает достаточно коммерчески доступных оптомеханических, оптических и волоконных компонентов. Кроме того, взаимодействие оптических квантовых систем с окружающей средой, приводящее к явлению декогеренции квантовых состояний, пренебрежимо мало, что дает колоссальные преимущества в эксперименте. Благодаря практически отсутствующей декогеренции нет необходимости помещать оптическую квантовую систему в экстремальные условия, чтобы минимизировать влияние окружающей среды.

Совокупность этих свойств привела к тому, что первые экспериментальные демонстрации квантовых алгоритмов для решения простейших примеров были выполнены именно с помощью оптических установок [5; 14]. В большинстве подобных экспериментов конструируется сложная интерферометрическая схема, включающая множество объемных оптических элементов. Этот принцип невозможно продолжать использовать при увеличении размерности квантовых систем в силу роста нестабильности и сложности настройки интерферометрических схем с большим числом объемных элементов. Решением проблемы масштабирования оптических схем становятся современные технологии нанофабрикации, позволяющие перенести оптические компоненты на монолитную интегральную платформу. В отличие от других технологий, например, применяемых для создания сверхпроводниковых квантовых систем, интегрально-оптические схемы для квантовых приложений изготавливаются с помощью

известных рецептов, используемых, например, в кремниевой фотонике для нужд современных телекоммуникационных задач.

В первой главе будут изложены основные принципы описания квантовых оптических экспериментов с использованием одиночных фотонов и оптических интерферометров, обозначены перспективы реализации полномасштабного линейно-оптического квантового компьютера и рассмотрены подходы к оптической интеграции.

1.1 Интерферометры как базовые устройства оптических преобразований

Оптические квантовые вычислительные системы в настоящий момент реализуют посредством двух принципиально различных методов кодирования информации — с помощью дискретных степеней свободы света и с помощью непрерывных переменных, описывающих состояние света. Информацию о методе непрерывных переменных можно почерпнуть из [15]. Работы, описываемые в тексте диссертации, направлены на решение проблемы реализации квантовых вычислителей с кодированием информации в дискретных переменных, и поэтому методика непрерывных переменных подробно рассматриваться не будет.

В качестве носителя информации в оптическом квантовом вычислителе с дискретным кодированием выступает одиночный фотон. Для математического описания фотонов используется представление чисел заполнения, где рассматриваемыми частицами являются фотоны, распределяемые по дискретному набору оптических мод. Однофотонное состояние в моде i электромагнитного поля записывается с помощью бозонных операторов рождения и уничтожения:

$$|1_i\rangle = \hat{a}_i^\dagger |vac\rangle, \quad (1.1)$$

$$[\hat{a}_i, \hat{a}_j^\dagger] = \delta_{ij}. \quad (1.2)$$

Однофотонное состояние является состоянием с определенным числом фотонов на моду и называется *фоковским*. В более общем случае многомодовой системы, в которой распределены N фотонов, фоковские состояния имеют вид

$$|n_1, \dots, n_M\rangle = \prod_{i=1}^M \frac{1}{\sqrt{n_i!}} \left(\hat{a}_i^\dagger \right)^{n_i} |vac\rangle, \quad (1.3)$$

$$N = \sum_{i=1}^M n_i. \quad (1.4)$$

При рассмотрении преобразований фоковских состояний света в квантовых вычислительных системах учет потерь выносят за рамки математического аппарата описания преобразований. Оптические потери учитывают как вклад в вероятность наблюдения успешного события на выходе оптической системы. Благодаря такому упрощению преобразование над фоковским состоянием можно описать с помощью унитарного оператора $\mathcal{U}$, действующего в фоковского пространстве

$$|\psi\rangle_{out} = \mathcal{U}|n_1, \dots, n_M\rangle_{input} = \prod_{i=1}^M \frac{1}{\sqrt{n_i!}} \left(\mathcal{U} \hat{a}_i^\dagger \mathcal{U} \right)^{n_i} \mathcal{U}|vac\rangle. \quad (1.5)$$

Оператор $\mathcal{U}$ осуществляет поворот в фоковском пространстве состояний, базисными элементами которого являются все возможные размещения N фотонов по M модам. В случае оптических схем пока не придумано способа напрямую задавать преобразование $\mathcal{U}$ посредством доступных оптических устройств. Оптические системы позволяют реализовывать линейные преобразования между модами оптического поля, которые населяются фотонами:

$$a_i^{out} = \sum_{j=1}^M U_{ij} a_j^{in}. \quad (1.6)$$

В классическом случае результатом такого преобразования становится когерентное сложение входных амплитуд поля в выбранной выходной моде с индексом i , взятых с комплексными весовыми коэффициентами u_{ij} . Это явление представляет собой не что иное, как интерференцию многомодового оптического поля. Преобразование U соответствует оптическому интерферометру, связывающему выбранные моды. Чтобы перейти от классического описания к квантовому необходимо заменить амплитуды полей на соответствующие операторы:

$$\left(\hat{a}_i^\dagger \right)^{out} = \sum_{j=1}^M U_{ij} \left(\hat{a}_j^\dagger \right)^{in}. \quad (1.7)$$

Замена классических амплитуд поля на операторы рождения фотонов в модах кардинальным образом меняет характер поведения системы. Интерференционные эффекты проявляются в амплитудах при базисных фоковских состояниях. Подробности преобразований в фоковском пространстве, реализуемых с помощью интерферометра с передаточной матрицей U , будут приведены в главе 4.

В данной диссертации основное внимание уделяется проектированию и созданию интерферометров для преобразования входных фоковских состояний света. В следующих разделах главы мы рассмотрим принципы построения интерферометрических схем из элементарных линейных компонентов, конкретные реализации кодировки квантовой информации и реализации квантовых операций и алгоритмов, а также технологии изготовления интегральной оптики.

1.1.1 Элементарные оптические компоненты

Базовыми компонентами любой линейно-оптической системы являются светоделители и фазовращатели. Светоделитель перераспределяет входные амплитуды полей между выходными каналами. Простейшим светоделителем является компонент с двумя входными и двумя выходными модами. Такой элемент изображен на рисунке 1.1. Простейшим примером светоделителя является любая полупрозрачная пластина, отражающая часть падающего пучка и пропускающая оставшееся излучение. Двухмодовый светоделитель описывается унитарной 2×2 матрицей

$$U_{BS} = \begin{bmatrix} r & t \\ t & -r \end{bmatrix}, \quad (1.8)$$

где r - коэффициент отражения по полю, $|t| = \sqrt{1 - |r|^2}$ - коэффициент пропускания по полю. В случае фоковских входных состояний, матрица 1.8 связывает пару входных операторов $\{\hat{a}_1^\dagger, \hat{a}_2^\dagger\}$ с выходными $\{\hat{b}_1^\dagger, \hat{b}_2^\dagger\}$. В случае простого 2×2 светоделителя особенности преобразования фоковских состояний можно проиллюстрировать на примере известного эффекта Хонга-Оу-Манделя. Во входные моды подается по одному фотону, которые попадают на светоделитель со сбалансированными коэффициентами отражения и пропускания

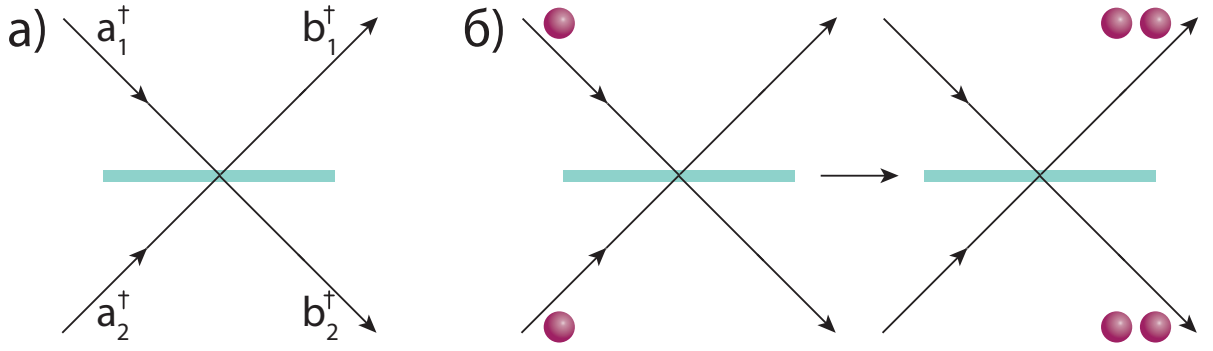


Рисунок 1.1 — На рисунке а) представлено изображение двухпортового светоделителя. На рисунке б) схематично изображен эффект Хонга-Оу-Манделя.

$r = t = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Светоделитель преобразует входные операторы рождения следующим образом:

$$\hat{b}_1^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1^\dagger + \hat{a}_2^\dagger), \quad (1.9)$$

$$\hat{b}_2^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1^\dagger - \hat{a}_2^\dagger). \quad (1.10)$$

Выходное состояние принимает вид $\hat{b}_1^\dagger \hat{b}_2^\dagger |vac\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|2,0\rangle - |0,2\rangle)$, в котором отсутствует компонента с одним фотоном в каждой из выходных мод. В эксперименте этот факт отражается в отсутствии совпадений между сигналами детекторов, регистрирующих фотоны в выходных модах светоделителя. На примере этого эффекта можно увидеть, что фоковские состояния в отличие от когерентных преобразуются не самоподобно. Этот факт приводит к возникновению основной особенности линейно-оптических квантовых вычислений - вероятностной природе многокубитных гейтов (подробнее см. 1.2.3).

Фазовращатель выполняет простую операцию контролируемого изменения набега фазы $e^{i\varphi}$ в заданном месте оптической схемы. Контроль над преобразованием U оптических интерферометров обычно осуществляется посредством изменения фазовых соотношений между различными плечами интерферометра, поэтому элементы, вносящие сдвиг фазы, должны быть хорошо контролируемыми с помощью внешних средств.

1.1.2 Архитектура интерферометра

Преобразование U над большим числом мод $M > 2$ реализуется с помощью многоплечевого интерферометра. Интерферометр, используемый в экспериментах по реализации квантовых алгоритмов, с неизбежностью должен обладать возможностью перестройки, поскольку последовательность операций над обрабатываемым квантовым состоянием меняется в зависимости от решаемой задачи. Кроме того, опция реконфигурации преобразования, задаваемого интерферометром, придает системе гибкость и позволяет в некоторых случаях компенсировать дефекты производства. Реконфигурируемый M -модовый интерферометр представляет собой устройство, составленное из светоделителей и фазовращательных элементов. Светоделительные элементы перераспределяют световую энергию между каналами интерферометра, а фазовращатели наделают систему контролируемыми компонентами, управляемыми извне. Схема расположения светоделителей и фазовращателей называется *архитектурой* интерферометра.

Наибольший интерес представляют архитектуры, обеспечивающие полную реконфигурацию преобразования U : перестройкой фаз $\{\varphi_i\}$ удастся достичь произвольной унитарной матрицы $U(\{\varphi_i\})$. Архитектура, обеспечивающая произвольную перестройку унитарного преобразования интерферометра, называется *универсальной*. Известные примеры универсальных архитектур рассмотрены в работах [16; 17] и изображены на рисунке 1.2. Основным базовым блоком при построении универсального интерферометра в соответствии с этими архитектурами является интерферометр Маха-Цандера (рис. 1.2) с двумя контролируемыми фазовыми сдвигами.

Унитарная матрица $U(\varphi_1, \varphi_2)_{MZI}$ интерферометра Маха-Цандера записывается следующим образом:

$$U_{MZI}(\varphi_1, \varphi_2) = P(\varphi_2) H P(\varphi_1) H =$$

$$\begin{bmatrix} e^{i\varphi_2} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_1} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} =$$

$$e^{i\varphi_1/2} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_2} \cos(\varphi_1/2) & i e^{i\varphi_2} \sin(\varphi_1/2) \\ i \sin(\varphi_1/2) & \cos(\varphi_1/2) \end{bmatrix} \quad (1.11)$$

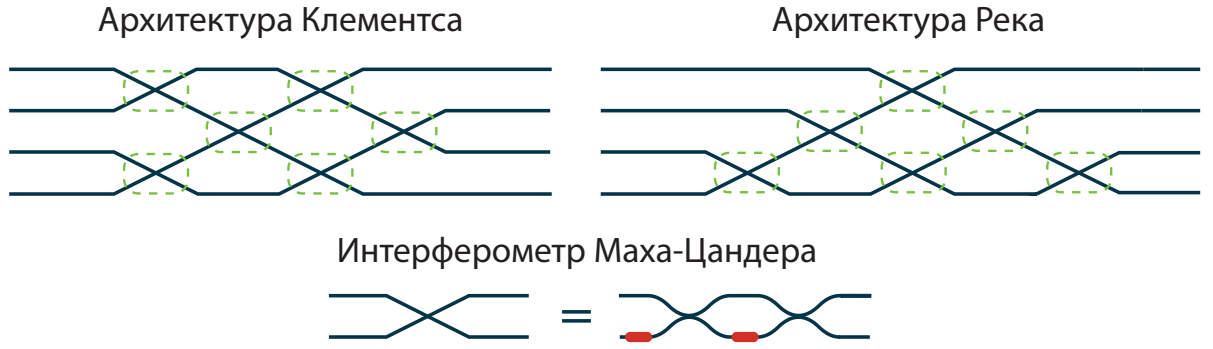


Рисунок 1.2 — На рисунке представлены схемы универсальных архитектур линейно-оптических интерферометров Клементса и Река. Зеленые прямоугольники выделяют положение светоделительных элементов, чтобы подчеркнуть различие между архитектурами. Также изображен базовый элемент - интерферометр Маха-Цандера - входящий в состав обоих интерферометров.

В случае M -модового интерферометра внутренний блок, отвечающий за преобразование двух выбранных мод с индексами i и j имеет более сложный вид:

$$T_{ij} = \begin{bmatrix} 1 & \dots & & & & 0 \\ \vdots & \ddots & & & & \\ & e^{i\varphi_2} \cos(\varphi_1^{(ij)}/2) & & ie^{i\varphi_2} \sin(\varphi_1^{(ij)}/2) & & \\ & & \ddots & & & \\ & i \sin(\varphi_1^{(ij)}/2) & & \cos(\varphi_1^{(ij)}/2) & & \\ & & & & \ddots & \vdots \\ 0 & & & & \dots & 1 \end{bmatrix}, \quad (1.12)$$

в котором матрица интерферометра Маха-Цандера встроена в элементы (i,i) , (i,j) , (j,i) и (j,j) единичной матрицы. По элементам заданной унитарной матрицы U можно легко определить фазы $\varphi_1^{(ij)}$, $\varphi_2^{(ij)}$ (см. [17]). Простота определения величин фазовых сдвигов внутри составных блоков объясняет широкое распространение архитектур Река и Клементса в экспериментах с многоканальными интерферометрами [18]. Качество воспроизведения унитарных матриц с помощью данных архитектур зависит от точности изготовления фиксированных светоделителей, входящих в состав интерферометров Маха-Цандера, а также от точности управления фазовыми сдвигами. Основной вклад в ошибки

реализации как правило вносят дефекты при создании светоделителей. Вопросы минимизации такого типа ошибок были проанализированы в работах [19; 20].

1.2 Линейно-оптические квантовые вычисления

Линейно-оптическая платформы для реализации квантовых алгоритмов основана на использовании одиночных фотонов в качестве носителей информации и выполнении квантовых операций линейными оптическими схемами. Квантовую информацию можно закодировать в любой из степеней свободы, описывающих состояния фотона. К таким степеням свободы относятся поляризация света [5], частотные моды [21], поперечные пространственные моды [22], временные моды [23], а также положение оптического пути фотона [24]. Последняя в англоязычной литературе носит название "which-path" мод. В дальнейшем кодирование и преобразование квантовых состояний будем рассматривать в "which-path" модах. Выбор такого типа оптических мод является естественным для интегрально-оптической реализации преобразователей, в которых в качестве базисных мод выступают собственные моды отдельных волноводов.

1.2.1 Кодирование кубита

Для кодирования кубита в "which-path" степени свободы выбирают два независимых оптических пути. Отправка фотона по одному из них кодирует состояние кубита $|0\rangle$, по второму - состояние $|1\rangle$, иллюстрация представлена на рисунке 1.3. Этот метод кодирования состояния кубита называется *двухрельсовой* кодировкой или "dual-rail" кодировкой. Двухрельсовая кодировка является эффективной с точки зрения требуемого количества мод. Для кодирования n кубитов требуется использовать $2n$ мод, что существенно отличает эту кодировку, например, от используемой в работе [25]. В фоковском представлении каждое логическое состояние кубита представляется в виде двухмодового поля:

$$\begin{aligned} |0\rangle_q &= |10\rangle_{1,2}, \\ |1\rangle_q &= |01\rangle_{1,2}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Индекс q обозначает базисные вектора в пространстве кубита, индексы 1 и 2 нумеруют выбранные оптические моды. Фоковские вектора, соответствующие многокубитным состояниям, строятся по аналогичному принципу:

$$\begin{aligned} |00 \dots 0\rangle_{nq} &= |10\rangle_{1,2} \otimes |10\rangle_{3,4} \otimes \dots \otimes |10\rangle_{2n-1,2n} = |1010 \dots 10\rangle_{1,\dots,2n}, \\ |10 \dots 0\rangle_{nq} &= |01\rangle_{1,2} \otimes |10\rangle_{3,4} \otimes \dots \otimes |10\rangle_{2n-1,2n} = |0110 \dots 10\rangle_{1,\dots,2n}, \\ &\dots \\ |11 \dots 1\rangle_{nq} &= |01\rangle_{1,2} \otimes |01\rangle_{3,4} \otimes \dots \otimes |01\rangle_{2n-1,2n} = |0101 \dots 01\rangle_{1,\dots,2n}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Выбор порядка мод, возбуждение которых инициализирует кубиты в состоянии $|0\rangle$ или $|1\rangle$, не играет принципиальной роли, поскольку любую выбранную перестановку индексов $\sigma \in S_{2n}$ можно привести к упорядоченному виду $\sigma_0 = \{1, 2, \dots, 2n-1, 2n\}$ с помощью простой оптической операции перенаправления оптических путей. Такая операция может быть легко реализована при пространственном "which-path" и временном кодировании, но в случае частотных или поперечных пространственных мод реализация этой операции трудна.

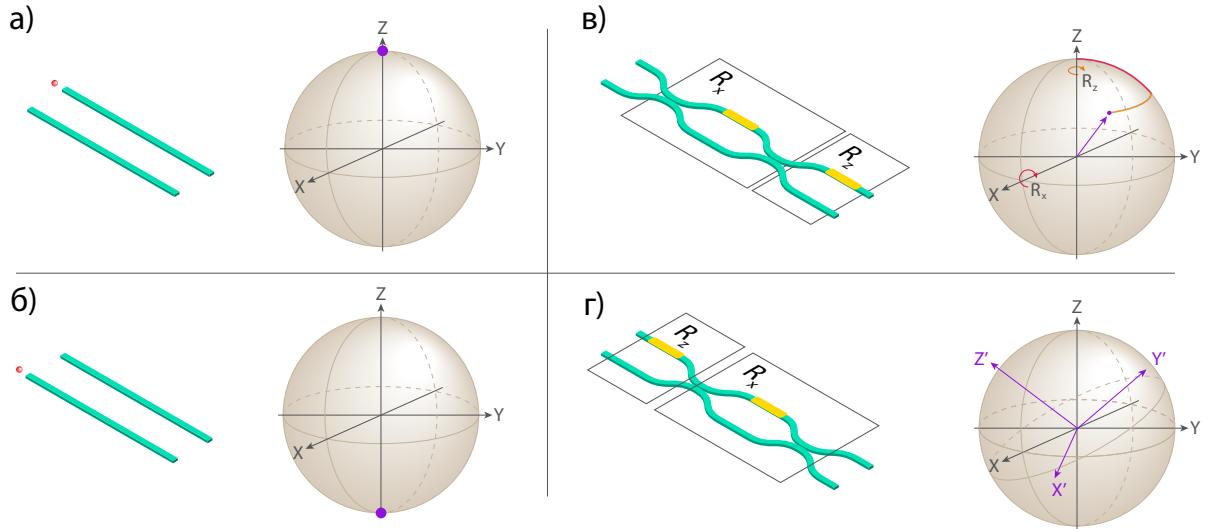


Рисунок 1.3 — На рисунках а) и б) изображены базисные логические состояния в двухрельсовой кодировке, задаваемые с помощью одиночных фотонов в волноводных модах. На рисунке в) изображена реализация последовательности R_x и R_z вращений. На рисунке г) изображен интерферометр, подготавливающий кубит для измерения в заданном базисе.

1.2.2 Однокубитные операции

Выполнение однокубитных операций в двухрельсовой кодировке осуществляется с помощью реконфигурируемого интерферометра Маха-Цандера. Иллюстрация однокубитных операций, выполняемых интерферометром, приведена на рисунке 1.3. Сначала рассмотрим, каким образом с помощью интерферометра Маха-Цандера можно приготовить произвольное состояния кубита $|\psi\rangle = \cos\theta|0\rangle + e^{i\psi}\sin\theta|1\rangle$. Для этого воспользуемся матрицей из уравнения 1.11, определяющей действие интерферометра на каждую из входных мод. Для простоты положим, что кубит инициализирован в базисном состоянии $|0\rangle$. В результате преобразования кубита интерферометром состояние без учета глобальной фазы принимает вид:

$$|\psi\rangle = e^{i(\varphi_2+\pi)/2}\cos(\varphi_1/2)|0\rangle + \sin(\varphi_1/2)|1\rangle. \quad (1.15)$$

Положив $\theta = \varphi_1/2$ и $\psi = -(\varphi_2 + \pi)/2$, получаем выражение общего вида для состояния кубита. Интерферометр с двумя управляемыми фазовыми сдвигами φ_1 и φ_2 дает возможность попасть в любую точку на сфере Блоха. Более того, интерферометр Маха-Цандера с тремя управляемыми фазовыми сдвигами φ_1 , φ_2 и φ_3 генерирует произвольное преобразование из $SU(2)$. Утверждение легко доказать, используя разложение произвольной операции через вращения относительно осей сферы Блоха x и z :

$$U = R_z(\alpha)R_x(\beta)R_z(\gamma). \quad (1.16)$$

Фазовое преобразование $P(\varphi)$ над кубитом эквивалентно вращению сферы Блоха относительно оси z :

$$P(\alpha) = e^{i\alpha/2} \begin{bmatrix} e^{i\alpha/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha/2} \end{bmatrix} = e^{i\alpha/2} e^{i\alpha Z}. \quad (1.17)$$

Передаточная матрица интерферометра Маха-Цандера второго фазовращателя на выходе отвечает вращению сферы Блоха относительно оси x :

$$U_{MZI}(\beta) = e^{i\beta/2} \begin{bmatrix} e^{i\cos(\beta/2)} & i\sin(\beta/2) \\ i\sin(\beta/2) & e^{i\cos(\beta/2)} \end{bmatrix} = e^{i\beta/2} e^{i\beta X}. \quad (1.18)$$

Последовательность преобразований $U = P(\alpha)U_{MZI}(\beta)P(\gamma)$ с точностью до глобального фазового множителя воспроизводит вид разложения произвольной операции из группы $SU(2)$.

Напоследок остановимся на вопросы реализации однокубитных измерений в заданном базисе $|\psi\rangle, |\psi\rangle_\perp$. Задание необходимого базиса измерения также происходит с помощью интерферометра Маха-Цандера $U(\varphi_1, \varphi_2)$ с фазовым сдвигом на выходе, а измерение состояния реализуется с помощью детекторов фотонов, установленных в каждом из выходных каналов интерферометра. Чтобы понять принцип работы проектора в двухрельсовом базисе, рассмотрим сперва самый простой случай, когда $U_{MZI} = I$. Тогда срабатывание детектора в соответствующем канале сигнализирует о регистрации состояний кубита $|0\rangle$ или $|1\rangle$. Вспомним, что согласно уравнению 1.15 состояния $|0\rangle$ или $|1\rangle$ переводятся в произвольную пару ортогональных состояний $|\psi\rangle, |\psi\rangle_\perp$. Поскольку операция поворота вектора состояния унитарная обратная операция будет отображать $|\psi\rangle, |\psi\rangle_\perp$ в стандартные базисные состояния $|0\rangle$ или $|1\rangle$ в двухрельсовой кодировке. Из этих рассуждений следует, что при реализации нетривиального преобразования $U(\varphi_1, \varphi_2)$ срабатывание детекторов в выходных каналах интерферометра будет соответствовать регистрации состояний $|\psi\rangle = U(\varphi_1, \varphi_2)|0\rangle$ и $|\psi\rangle_\perp = U(\varphi_1, \varphi_2)|1\rangle$.

1.2.3 Двухкубитные операции

Выполнение двухкубитных операций с помощью линейной оптики осложняется отсутствием физических механизмов взаимодействия между носителями квантовой информации - одиночными фотонами. Добиться эффекта влияние одного фотона на состояние другого можно с применением нелинейных оптических устройств. Для этого необходимо, чтобы устройство проявляло нелинейные свойства на уровне одиночных фотонов. Подобные оптические схемы можно реализовать с использованием изолированных квантовых систем, способных эффективно поглощать и переизлучать фотоны [26]. Тем не менее полная эффективность подобных преобразований, включающая в себя как эффективность сопряжения одиночных фотонов с квантовой системой-медиатором, так и величину нелинейного воздействия, в данный момент не

позволяет использовать нелинейные двухкубитные операции в реальных экспериментах по реализации квантовых вычислительных алгоритмов. Кроме того, непосредственное создание установки, реализующей нелинейной оптическое преобразование, само по себе является предметом сложного и кропотливого эксперимента.

Несмотря на отсутствие физического воздействия фотонов друг на друга реализация двухкубитных преобразований все равно возможна только с использованием средств линейной оптики - светоделителей и фазовращателей. При этом реализация перепутывающих двухкубитных операций становится недетерминированной: гейт срабатывает корректно лишь в определенном проценте реализаций. Вероятностная природа двухкубитных линейно-оптических операций является следствием свойства унитарности оптических светоделителей. Впервые этот факт был доказан в работе [27]. Среди возможных реализаций двухкубитных и многокубитных преобразований с помощью линейной оптики и одиночных фотонов можно выделить два основных типа - операции с постселекцией и операции с оповещением. Операции с постселекцией выполняются без дополнительных фотонов, и успешный результат может быть сертифицирован только после детектирования выходного состояния в вычислительном базисе. К такому типу операций относится двухкубитный гейт CNOT, реализуемый с помощью шестимодового интерферометра и двух фотонов, кодирующих логические кубиты [24]. Такая конфигурация гейта применялась в нескольких работах по демонстрации двухкубитных операций на интегрально-оптической платформе [4; 28] и экспериментах по реализации вариационного квантового алгоритма вычисления энергии основного состояния молекулы He-H^+ [14]. Гейты с постселекцией обладают существенным недостатком - их нельзя конкатенировать. Поскольку выяснить, выполнена ли двухкубитная операция успешно без детектирования фотонов, переносящих логическую информацию, невозможно, отсутствует уверенность в том, что на вход следующего гейта поступает состояние, закодированное в логических модах. Кроме того, в недавней работе [29] были приведены примеры состояний, которые в принципе невозможно создать с помощью многокубитных операций с постселекцией. Принцип реализации операций с оповещением помогает решить эти проблемы. Многокубитные операции с оповещением реализуются с использованием дополнительных фотонов, посылаемых на вход интерферометра одновременно с фотонами, кодирующими логическую информацию. Примером таких гейтов могут служить NS и CZ

операции, опубликованные в работе Книлла, Лафламма и Милберна [30]. Наличие большего числа фотонов, чем необходимо для кодирования требуемого числа кубитов, позволяет спроектировать интерферометр таким образом, чтобы детектирование части фотонов в заданных модах и в строго определенном фокковском состоянии сигнализировало об успешной выполнении многокубитной операции. Реализация последовательно расположенных двухкубитных гейтов с оповещением всегда будет сопровождаться последовательностью сигналов, сообщающих об успешном выполнении каждого гейта, и, следовательно, регистрация сигналов об успешном срабатывании каждого гейта гарантирует корректное выполнение последовательности многокубитных операций. По состоянию на данный момент экспериментально продемонстрирован гейт CNOT с оповещением [1]. Основная сложность реализации подобных гейтов заключается в большом полном числе фотонов, необходимом для функционирования гейта.

Существующие линейно-оптические схемы, реализующие двухкубитные операции, функционируют с низкими вероятностями. Гейт CNOT с постселекцией успешно срабатывает с вероятностью $\frac{1}{9}$ [24], а лучший известный гейт CZ с оповещением срабатывает с вероятностью $\frac{2}{27}$ [31]. Книлл показал, что вероятность двухкубитного гейта CZ, созданного с применением только линейно-оптических элементов, не может превысить величину $\frac{3}{4}$ [32]. В общем случае не существует эффективного метода определить оптимальную конфигурацию линейно-оптического интерферометра, позволяющего реализовать заданную многокубитную операцию. В некоторых работах представлены подходы к оптимизации структуры интерферометра в частных случаях, когда на число мод в интерферометре и число фотонов наложены ограничения [33]. Например, можно показать, что гейт CNOT с постселекцией, срабатывающий с вероятностью $\frac{1}{9}$, является оптимальным в случае двух фотонов, подаваемых в интерферометр с произвольным числом мод. Тем не менее, вопрос об оптимальной конфигурации линейно-оптических многокубитных операций до сих пор является открытым. В главе 4 приведено подробное описание процесса определения оптимальной конфигурации линейно-оптической системы, реализующей операцию перепутывания трех кубитов.

1.2.4 Перспективы

По состоянию на текущий момент линейно-оптический подход к реализации квантовых вычислений по праву можно назвать одним из наиболее перспективных для достижения цели создания полномасштабного квантового компьютера. Во-первых, успешно были проведены эксперименты по демонстрации квантового превосходства с использованием квантово-оптической системы [34]. В качестве демонстрации решалась задача генерации выборок из распределения, генерируемого эволюцией сжатых состояний света в линейно-оптическом интерферометре. В реализации применялись 25 источников двухмодового сжатого вакуума и линейные интерферометры с более чем 100 оптическими каналами. Успех эксперимента демонстрирует потенциал масштабируемости аппаратных средств, входящих в состав линейно-оптического квантового компьютера. Во-вторых, основная технология необходимая для реализации линейно-оптического квантового компьютера - интегральная оптика - не является специфической только для области квантовых вычислений и широко применяется в иных научных [35; 36] и промышленных сферах [37]. Многие наработки, в частности, технологии создания пассивных интегрально-оптических компонентов с низкими потерями [38], подходят и для целей создания элементов линейно-оптического квантового вычислителя. Наконец, современная теоретическая модель линейно-оптического квантового компьютера [2] позволяет справиться с основной проблемой - вероятностным характером перепутывающих операций - путем использования заранее подготовленных трехфотонных перепутанных состояний. Кроме того, структура модели линейно-оптического квантового компьютера подразумевает пропускание одиночных фотонов через строго ограниченное число оптических элементов, что позволяет рассчитать пороговое значение оптических потерь, при достижении которого линейно-оптическая система становится масштабируемой. Закономерным результатом развития экспериментальных и теоретических исследований стало возникновение компании PsiQuantum, сфокусированной на разработке полномасштабного линейно-оптического квантового компьютера.

1.3 Интегральная оптика

Рост интереса к оптическим квантовым вычислениям во многом обусловлен успехами в развитии технологий интеграции оптических компонентов. Существует несколько основных технологических подходов, используемых в индустрии как для создания серийных компонентов, так и выполнения работ на заказ. В этом разделе представлен обзор ключевых существующих технологий интегральной оптики, применяемых в экспериментах с квантовыми состояниями света.

1.3.1 Принципы интегральной оптики

Особенность направленного распространения света в средах с модулированным показателем преломления известна со времен экспериментов Джон Тиндалла в девятнадцатом веке. Наблюдаемый им эффект распространения света внутри изгибающейся струи воды позднее получил название эффекта полного внутреннего отражения. Постепенно этот принцип начал использоваться в практических приложениях посредством применения изогнутых стеклянных стержней. В 60-х годах двадцатого века появляется термин волоконная оптика. Работа Чарльза Као и Джорджа Хоккэма [39], показавших, что ослабление оптического сигнала в оптическом волокне с диэлектрической оболочкой может не превышать 20 дБ/км, открыла путь к использованию волоконной оптики в сфере передачи информации, в которой оптические волокна и по сей день играют основополагающую роль. Оптические волокна являются примером волноводов для света. Свойства современных оптических волокон уже не могут быть охарактеризованы с точки зрения простой лучевой картины распространения света в виду малого размера жилы, сравнимого по порядку величины с длиной волны оптического излучения. По этой причине оптические волокна и интегральные оптические волноводы математически описываются с помощью волновых уравнений распространения света. Подробную теорию оптических волноводов можно найти в книге Снайдера и Лава [40]. Рассмотрим принципы

описания оптических волноводных систем и введем основные характеристики интегральных волноводов.

Структура с произвольной формой области с повышенным показателем преломления может обладать волноводными свойствами. Обычно в процессе изготовления получают области правильной формы, прямоугольные или круглые. Однако, сечение волноводов, созданных по технологии фемтосекундной лазерной печати, может иметь достаточно причудливую форму. В разделе 1.3.3 приведен обзор достижений по записи интегрально-оптических волноводов методом фемтосекундной лазерной печати. Ключевыми параметрами области с повышенным показателем преломления является ее масштаб ρ и контраст показателя преломления Δ . Контраст определяется показателями преломления сердцевины волновода n_{co} и окружающего материала n_{cl} на конкретной выбранной длине:

$$\Delta = \frac{1}{2} (1 - n_{cl}^2/n_{co}^2). \quad (1.19)$$

Через контраст Δ можно выразить числовую апертуру волновода $NA = \sqrt{(n_{co}^2 - n_{cl}^2)} = \sqrt{2n_{co}\Delta}$. Размер волновода ρ легко определяется для сердцевины правильной формы. Например, для круглой или прямоугольной формы ρ определяется как радиус или полуширина соответственно. В случае произвольной формы ρ можно указать лишь приближенно, и, следовательно, этот параметр в этом случае носит лишь качественный характер. Соотношение контраста показателя преломления и размера волновода определяет еще одну важную характеристику - волноводный параметр:

$$V = \frac{2\pi\rho}{\lambda} (n_{co}^2 - n_{cl}^2) = \frac{4\pi\rho n_{co}^2}{\lambda} \Delta, \quad (1.20)$$

позволяющий оценить характер распространения излучения в волноводе. Если $V \gg 1$, то в волноводе может распространяться несколько собственных мод, и такой волновод называется многомодовым. В обратном случае малых значений V волновод может поддерживать распространение одной основной моды. Оптические волноводы для квантовых применений обычно стараются проектировать одномодовыми, поскольку интерференция квантовых состояний наиболее эффективна тогда, когда пространственные моды интерферирующих состояний одинаковы.

Пространственное распределение поля собственной волноводной моды определяется из решения системы векторных волновых уравнений [40] относительно $\mathbb{E}_j = E_{xj}\vec{x} + E_{yj}\vec{y} + E_{zj}\vec{z}$ и $\mathbb{H}_j = H_{xj}\vec{x} + H_{yj}\vec{y} + H_{zj}\vec{z}$:

$$\begin{aligned} (\Delta_t + n^2 k^2 - \beta_j^2) \mathbb{E}_j &= -(\nabla_t + i\beta_j \vec{z}) (\mathbb{E}_{tj} \cdot \nabla_t \ln n^2), \\ (\Delta_t + n^2 k^2 - \beta_j^2) \mathbb{H}_j &= -(\nabla_t \ln n^2) [(\nabla_t + i\beta_j \vec{z}) \times \mathbb{E}_{tj}]. \end{aligned} \quad (1.21)$$

В этих уравнениях распределение показателя преломления задается функцией $n = n(x, y)$, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число в вакууме, λ - длина волны в вакууме. Величина β_j называется постоянной распространения или собственным значением j -ой моды и определяет фазовую скорость распространения излучения в моде $v_j = \omega/\beta_j$. Моды, направляемые волноводом, должны удовлетворять условию $kn_{cl} \leq \beta_j \leq kn_{co}$. Уравнения 1.21 имеют точные решения лишь для нескольких частных случаев, например, для ступенчатого цилиндрического распределения показателя преломления, соответствующего стандартному оптическому волокну. На практике решение уравнений обычно выполняют с помощью численного метода конечных разностей. Примеры пространственных распределений собственных мод волноводных структур, приведены на рисунке 1.4.

Характеристики волновода полностью определяются распределением показателя преломления в среде, поэтому при создании волноводных структур наиболее важной является информация о профиле сечения показателя преломления. В следующих разделах будут рассмотрены технологические подходы к созданию интегрально-оптических структур с волноводными свойствами.

1.3.2 Интегрально-оптические технологии

Изготовление оптических волноводов по сути сводится к управляемому созданию области с повышенным показателем преломления в объеме или на поверхности чипа. Подходящие технологии можно условно разделить на две группы: аддитивные технологии и технологии модификации свойств вещества. Такое разделение не является общепринятым, но в дальнейшем позволит подчеркнуть особенность технологии фемтосекундной лазерной печати. Аддитивные методы включают в себя подходы к формированию волноводных

структур, в процессе которых материалы могут добавляться или удаляться из структуры. Технологии модификации не затрагивают целостность исходного материала и лишь влияют на его физические свойства, что приводит изменению показателя преломления в необходимой области. В этом разделе рассмотрим основные современные подходы к созданию интегрально-оптических структур.

Развитие микроэлектронной индустрии во многом обусловлено оттачиванием технологии литографии, применяемой для формирования наноразмерных структур в полупроводниковых, диэлектрических и металлических материалах. В мире существует множество лабораторий, а также специализированных центров, фокусирующих внимание на применении этой технологии для фабрикации интегрально-оптических систем. Существующие современные технологические процессы и оборудование позволяют создавать нанофотонные устройства с колоссальной точностью [41]. Кроме того, при проектировании устройств, создаваемых методом литографии, разработчик в принципе имеет возможность рассматривать достаточно широкий спектр материалов для изготовления структур. К ним относятся как распространенные в микроэлектронике материалы, например, кремний [42], нитрид кремния [38], оксид кремния [1; 4] или оксинитрид кремния [43], так и более специфичные для оптических приложений фосфид индия [44], тонкопленочный ниобат лития [45], полупроводники A^3B^5 группы [46] и другие более экзотические материалы. Разнообразие материалов и высокая точность формирования заданных структур делают литографию гибким и удобным инструментом для создания интегральной оптики. Совместимость технологии с современным оборудованием для оптической литографии дает шанс для внедрения разработанного в лаборатории процесса в массовое производство. Единственным существенным недостатком этой технологии является ее дороговизна и высокая сложность эксплуатации и обслуживания технологического оборудования.

Как правило процесс изготовления интегрально-оптического устройства по технологии литографии начинается с нанесения необходимых функциональных слоев. В большинстве случаев в качестве исходной подложки для осаждения материалов используется кристаллический кремний. В качестве сердцевины волновода как правило используют материалы с высоким показателем преломления, чтобы обеспечить высокий контраст Δ . Оболочкой в большинстве примеров служит оксид кремния. Характерной чертой любого подобного процесса является многостадийность, что существенно повышает риск

ошибки в процессе изготовления. Оптические потери в волноводах, созданных по технологии литографии, могут достигать величин порядка 0.1 дБ/м [47].

Для задач, требующих активной перестройки интегрально-оптических структур, применяют разнообразные способы контролируемой модуляции показателя преломления материалов структуры [48–50]. Наиболее простым и распространенным до сих пор остается термооптический эффект, связанный с изменением показателя преломления в следствие нагрева материала. Локальную модуляцию с помощью термооптического эффекта реализуют посредством нанесения резистивной полоски металла на поверхность структуры. Пропускание тока через резистор приводит к локальному нагреву и, следовательно, локальному изменению показателя преломления интегрально-оптической схемы. Если в этой области расположена сердцевина волновода, изменение показателя преломления материала вносит дополнительный набег фазы для излучения в волноводе. Тем самым, контролируемый нагрев позволяет управлять фазовыми соотношениями между различными частями интегрально-оптической схемы.

Подавляющее большинство квантовых оптических экспериментов на интегральной платформе выполнялись с помощью чипов, созданных по технологии литографии. С их помощью были продемонстрированы эксперименты по прецизионной реализации квантовых операций [1; 51], выполнению различных квантовых алгоритмов [14; 52; 53], а также была показана возможность увеличения масштаба схем, выполняющих квантовые операции [54]. Отдельно стоит отметить, что единственная коммерческая компания, занимающаяся созданием линейно-оптического квантового компьютера, PsiQuantum, рассматривает только литографию в качестве основной технологии для изготовления процессоров, поскольку только с ее помощью на один кристалл можно одновременно поместить оптические структуры и электронные.

1.3.3 Фемтосекундная лазерная печать

Фемтосекундная лазерная печать (или фемтосекундная лазерная запись) - это антипод сложной и дорогой технологии литографии. ФЛП по своей сути изначально разработана как метод быстрого прототипирования инте-

грально-оптических компонентов в материалах, создание волноводов в которых с помощью известных технологий затруднено по разным причинам. К таким материалам, например относятся активные среды [55], применяемые при создании лазеров. Включение этих материалов, например, кристалла Nd:YAG, в технологический процесс литографии практически невозможно по причине отсутствия технологии роста тонких кристаллических пленок. По этой причине экспериментальные исследования по проверке применимости и эффективности волноводных структур в таких экзотических материалах удобнее проводить пользуясь менее прецизионным, но гораздо более неприхотливым методом.

ФЛП в отличие от литографии заключается в модификации показателя преломления выбранного материала. Оптические волноводы формируются путем локального облучения вещества жестко сфокусированным импульсным лазерным пучком. Отправной точкой при создании волноводных структур методом ФЛП обычно является заготовка из прозрачного однородного оптического материала. Под прозрачностью понимается отсутствие линий поглощения в обрабатываемом материале вблизи длины волны облучающего лазера. Прозрачность материала является необходимым условием для успешной записи структур микрометрического масштаба. В прозрачном материале отсутствует поглощение лазерной энергии в линейном приближении, и поэтому воздействие на материал, формирующее перманентные изменения, возможно лишь в нелинейном режиме. С одной стороны достижение нелинейного режима поглощения в эксперименте может быть затруднительно, с другой - пороговая природа эффекта нелинейного поглощения обеспечивает локализацию модифицируемой области вещества в малом объеме. Электрическое поле в оптическом импульсе должно быть сравнимо с электрическим полем, удерживающим валентный электрон в атоме, то есть порядка 10^9 В/м, что соответствует интенсивности лазерного пучка приблизительно равной 5×10^{20} Вт/м². Жесткая фокусировка, короткая длительность лазерного импульса, а также пороговая природа нелинейного поглощения позволяют достигать локализации модифицируемого объема вплоть до тысячных долей кубического микрометра [56].

Развитие технологий производства мощных фемтосекундных лазеров дало возможность создавать пучки необходимой интенсивности в обычных лабораторных условиях. Благодаря этому стали возможными исследования, посвященные изучению процессов создания волноводных структур в прозрачных диэлектрических материалах. Впервые волноводные свойства в протяженных

дефектах, сформированных с помощью фемтосекундного лазера в прозрачном материале, были продемонстрированы в работе [57], опубликованной в 1996 году. В результате работы удалось показать, что модификация материала с помощью фемтосекундных лазерных импульсов позволяет, во-первых, повысить показатель преломления и, во-вторых, добиться однородной морфологии модифицируемого объема. Величина увеличенного показателя преломления отличалась от показателя преломления необработанного материала на 0.01 — 0.035, и этого оказалось достаточно для наблюдения волноводного эффекта в протяженных структурах. Способ формирования волноводных структур привлек значительное внимание и вскоре были продемонстрированы режимы записи волноводов в плавленом кварце [58], допированном кварцевом стекле, фосфатных и халькогенидных стеклах [3; 59–62]. Кроме того метод ФЛП оказался применим для записи волноводов в кристаллических материалах [55], а также других прозрачных веществах, например, полимерах [63].

В контексте задачи обработки квантовой информации наибольший интерес представляют способы записи волноводных структур в стеклах. Для волноводов, созданных методом ФЛП в стеклах, характерны увеличение показателя преломления модифицированной части и низкие потери на уровне < 0.5 дБ/см. Возрастание показателя преломления в процессе обработки материала означает, что в процессе ФЛП будет выполняться запись жилы волновода (волновод типа 1). Величина увеличения показателя преломления обычно составляет от 10^{-4} до 10^{-3} , но в некоторых случаях может достигать до 0.022 [64] без добавления паразитных дефектов, приводящих к оптическим потерям в волноводах. Возможность создания жилы волновода оказывается определяющим фактором при выборе материала, поскольку формирование устройств для квантово-оптических экспериментов требует создания элементов, в которых осуществляется перекачка излучения между волноводами за счет перекрытия собственных мод волноводов. В случае записи оболочки волновода (волновод типа 2), например, при использовании кристаллов [55], оси волноводов не удастся сблизить на достаточно малое расстояние, чтобы обеспечить приемлемую величину константы связи C между волноводами. Светоделительные элементы в этом случае получаются очень длинными, что приводит к существенному увеличению полных потерь в устройстве или даже к невозможности изготовления устройств с необходимыми характеристиками. Жила волновода, записанная с помощью ФЛП метода, может быть достаточно маленькой, до нескольких мик-

рометров в поперечном сечении. Поскольку волноводы, записанные методом ФЛП, всегда имеют низкий контраст показателя преломления между жилой и оболочкой, поле собственной моды волновода вне жилы имеет достаточно высокую величину, и поэтому при сближении жил на расстояние порядка нескольких микрометров удастся добиться достаточно высоких значений констант связи между модами соседних волноводов. Светоделительные элементы с произвольным коэффициентом деления, созданные с помощью режима записи волноводов типа 1, оказываются достаточно компактными, за счет чего удастся создавать с помощью таких режимов записи интегрально-оптические схемы, содержащие десятки элементов.

Особенности реализации ФЛП

Типичная система для записи волноводных структур изображена на фотографии на рисунке 1.5 а). Схема расположения основных компонентов установки представлена на рисунке 1.5. В составе установки для реализации метода ФЛП есть два ключевых элемента: фемтосекундный лазер и система позиционирования обрабатываемой заготовки. Концепция системы для реализации ФЛП очень проста: излучение лазера необходимо доставить до образца и сфокусировать внутри объема. Образец перемещается относительно фокальной области вдоль заданной траектории, и, тем самым, формируется протяженный дефект в объеме материала. Разница между системами для ФЛП в основном заключается в источниках лазерного излучения и подходами к подготовке лазерного пучка перед фокусировкой в образце. В литературе встречаются работы о записи волноводных структур с помощью титан-сапфировых фемтосекундных лазерных систем и волоконных иттербиевых лазеров. Системы на основе титан-сапфирового осциллятора как правило используют в связки с регенеративным усилителем [65], поскольку энергия в импульсе, генерируемом даже мощными титан-сапфировыми осцилляторами зачастую недостаточна даже для формирования минимальной заметной модификации в материале. Стандартные регенеративные усилители позволяют генерировать импульсы длительностью 50 – 200 фс с энергией до нескольких микроджоулей и работают в диапазоне частот повторения импульсов до 200 кГц. С их помощью реализуют режим

обработки материала одиночным импульсом [66]. Волоконные фемтосекундные осцилляторы, оснащенные CPA (chirped pulse amplifier) системами усиления импульсов, способны генерировать импульсы большей длительности (от 250 до 500 фс) и такой же энергией в импульсе порядка нескольких микроджоулей, но на гораздо больших частотах следования импульсов вплоть до десятков мегагерц. Обработка материала с помощью таких лазеров носит накопительный характер, отличающийся появлением тепловых эффектов, ответственных за формирование модифицированной области [67; 68]. Объемы внутри заготовки, облучаемые последовательными импульсами, перекрываются друг с другом, что приводит к постепенному накоплению поглощенной веществом энергии в небольшой области пространства. Следствием этого накопления становится нагрев вещества и локальное плавление. Форма волноводов, формируемых в результате высокоскоростной обработки, приводящей к плавлению вещества, как правило более симметрична в силу изотропии процесса диффузии тепла. В случае большой энергии каждого отдельного импульса вокруг жилы с более высоким показателем преломления может образоваться область с промежуточным показателем преломления, размер которой обусловлен количеством накопившегося тепла.

Подготовка лазерного пучка перед фокусировкой внутри объема заготовки является вторым блоком в системе ФЛП, который претерпевает существенные изменения в различных экспериментальных установках. Простейшая система подготовки включает в себя только последовательность зеркал, направляющих пучок на фокусирующую оптику. В основном в литературе встречаются подходы к оптимизации качества фокусировки и управлению формой пучка в фокальной области. Необходимость преобразования пучка возникает в силу отсутствия универсальных объективов, позволяющих легко осуществить коррекцию аберраций различного типа при фокусировке излучения внутри объема. При решении различных задач волноводы могут создаваться как на малой глубине от единиц до нескольких десятков микрометров, так и на достаточно большой — от нескольких сотен микрометров до нескольких миллиметров. Используемая для фокусировки оптика бывает четырех типов: с коррекцией на бесконечность, с перестраиваемой коррекцией для фокусировки внутри образца в определенном диапазоне глубин, с коррекцией на фиксированную глубину фокусировки и с полным отсутствием коррекции. Возможностью корректировать искажения при фокусировке на заданной глубине внутри образца обладают некоторые объективы. Однако их

использование не всегда оправдано в силу высокой стоимости и низкой устойчивости к мощному лазерному излучению. Кроме того, многие объективы с подходящей числовой апертурой (от 0.3 до 0.8) имеют маленькую рабочую длину (расстояние от выходной линзы или оправы выходной линзы объектива до фокальной плоскости), что может затруднять реальную работу с такой фокусирующей оптикой. Объективы с коррекцией на бесконечность хорошо подходят для фокусировки излучения вблизи поверхности, где влияние аберраций все еще мало, но не подходят для формирования волноводов на больших глубинах внутри образца. Наиболее практичными являются простые асферические линзы, однако, необходимо учитывать условия, под которые проектировалась конкретная линза. Многие производители разрабатывают форму асферических линз для использования в конкретных приложениях, например, для коллимирования излучения лазерных диодов с заданной длиной волны. Поскольку форма асферической линзы оптимизирована для конкретной длины волны и конкретной глубины фокусировки, при выборе асферической линзы стоит обращать внимание на эти параметры. В настоящее время для распространенных титан-сапфировых и иттербиевых фемтосекундных лазерных систем на рынке представлен достаточно широкий набор асферической фокусирующей оптики. В случаях, когда необходимо решить задачу компенсации аберраций самостоятельно, применяют решения, основанные на применении устройств адаптивной оптики, например, пространственных модуляторов света [69] или деформируемых зеркал [70]. С помощью таких активных устройств, модулирующих волновой фронт пикущего лазерного пучка, появляется возможность не только компенсировать паразитные аберрации, но и формировать необходимую форму фокального объема. С использованием адаптивной оптики была продемонстрирована запись идентичных волноводов в большом диапазоне глубин [71], что дало возможность авторам работы создать двумерную решетку одинаковых связанных волноводов. В противном случае было бы необходимо учитывать особенности связи между волноводами, записанными на каждом уровне глубины. Помимо адаптивной оптики для решения более простых задач по формированию фокального объема, например, для его уширения вдоль одной из поперечных координат, применяют простые оптические устройства, такие как цилиндрические телескопы [72] или щели [73]. Подобрав параметры телескопа или ширину оптической щели по отношению к размеру пучка, удастся сформировать симметричную модифицируемую область на заданной глубине

записи, в следствие чего собственные поляризационные волноводные моды оказываются вырожденными. Кроме того, симметричный профиль волновода позволяет повысить качество сопряжения с оптическим волокном. В дальнейшей работе, описанной в главе 2, будет использоваться метод формирования необходимого профиля фокусируемого пучка, основанный на пропускании пишущего лазера через щель.

Кроме оптимизации пространственного распределения энергии в фокальной области в блок подготовки пишущего пучка также могут входить элементы, настраивающие поляризацию, длину волны или форму и спектральный состав импульса. В диэлектрических материалах с широкой запрещенной зоной оптимальные режимы записи могут реализовываться путем удвоения частоты пишущего пучка, что снижает порядок многофотонности процесса нелинейного поглощения энергии. Переход на более высокую частоту позволяет снизить энергию в импульсе и ослабить влияние нелинейных оптических эффектов, например, филаментации и самофокусировки [74], на форму фокального объема, в котором происходит модификация материала. В некоторых материалах поляризация пишущего пучка определяет механизм возникновения анизотропных свойств за счет формирования нанорешеток в модифицированной области [75]. Также выбор ориентации поляризации относительно оси пучка может способствовать снижению оптических потерь при записи волноводов [76]. Управление частотным спектром или временной формой импульса можно осуществить, например, с помощью известной 4F оптической схемы [77]. Эксперименты по исследованию влияния спектральных и временных параметров импульса проводились в [78], однако, практического применения, позволяющего улучшить характеристики волноводов, этот метод управления пишущим пучком на данный момент не нашел.

Эксперименты по квантовой оптике с использованием ФЛП

Оптические волноводы, созданные по методу ФЛП, обладают рядом существенных преимуществ по сравнению волноводами, изготавливаемыми в стандартном литографическом техпроцессе. Такими преимуществами являются низкая анизотропия волноводных структур и возможность создания оптических

схем с трехмерной геометрией. Первые эксперименты по квантовой оптике с использованием оптических чипов, созданных по методу ФЛП, опирались на практически полное отсутствие анизотропных свойств в волноводе, записанном в стекле, и отсутствие различия между величиной оптических потерь для ортогональных поляризаций. В работе [79] была продемонстрирована квантовая интерференция двух фотонов, находящихся в перепутанном по поляризации состоянии, на интегрально-оптическом направленном делителе. Подаваемые на вход светоделителя фотоны подготавливались в одном из четырех состояний Белла $|\Phi^\pm\rangle, |\Psi^\pm\rangle$, закодированных в поляризационном базисе, и интерференция могла наблюдаться лишь в том случае, если фотоны не претерпевали существенно различных преобразований поляризации в каждом из волноводов светоделителя. Собственная анизотропия волноводов была измерена экспериментально и оказалась равной $B \approx 7 \cdot 10^{-5}$, что оказалось на целый порядок меньше чем в волноводах, изготовленных на платформе silica-on-silicon по технологии литографии [4] и также использованных для квантово-оптических экспериментов. В результате работы была успешно продемонстрирована возможность пропускания и преобразования закодированных в поляризационном базисе состояний света через интегрально-оптические элементы, сделанные по технологии ФЛП в боросиликатном стекле. В дальнейшем авторы развили технологию и смогли продемонстрировать реализацию двухкубитного гейта CNOT над поляризационными кубитами [7]. В новом интегрально-оптическом устройстве небольшая собственная анизотропия волноводов легла в основу направленных светоделителей с различными коэффициентами деления для ортогональных состояний поляризации. При этом отдельные волноводы по-прежнему не оказывали пагубного влияния на поляризационные кубиты. Принцип реализации поляризационно-чувствительных светоделителей основан на разнице констант связи между собственными модами волновода с ортогональными поляризациями. За счет этого удастся подобрать геометрические параметры направленного делителя таким образом, чтобы каждое поляризационное состояния разделялось на выходе элемента заданным образом. Более подробно об этом принципе можно прочесть в главе 2 в разделе 2.2.3. Качество реализованного гейта оценивалась посредством томографии квантового процесса, определяемого созданным интегральным устройством. Величина фиделити между квантовым процессом, реализуемым с помощью чипа, и идеальным CNOT гейтом составила 0.906 ± 0.003 . В дальнейшем были показаны способы

реализации фиксированных однокубитных поляризационных преобразований [80], а также продемонстрирован эффект андерсоновской локализации частиц с различной квантовой статистикой [6]. В последнем эксперименте квантовая статистика определялась типом двухфотонного перепутанного состояния, закодированного в поляризационных модах, которое подавалось на вход интегрально-оптического интерферометра с беспорядком.

Способность проектировать расположение волноводов в оптической интегральной схеме во всем трехмерном пространстве существенно упрощает некоторые задачи и, что более важно, открывает новые возможности для создания уникальных интегрально-оптических устройств. Возможность задания трехмерной формы волноводов была применена в работах по реализации многомерных унитарных интерферометров [8]. Дополнительная степень свободы позволяет точнее контролировать фиксированные фазовые набегі в плечах интерферометра, тем самым задавая необходимое унитарное преобразование. В работе [81] представлена новая существенно трехмерная архитектура интерферометра, позволяющая реализовать необходимые унитарные преобразования. В основу работы легла возможность создания интегрально-оптических делителей с трехмерной геометрией сечения области взаимодействия. Трехмерное расположение волноводов позволяет обеспечить эванесцентную связь не только между парой соседних волноводов, но и между тремя и более волноводами. В интерферометрах с трехмерной геометрией были продемонстрированы эксперименты по бозонному сэмплингу [8] и валидации бозонного сэмплинга [82]. Стоит отдельно отметить, что возможность формирования волноводов в трехмерном пространстве позволяет создавать двумерные решетки связанных волноводов. С помощью двумерных решеток волноводов были продемонстрированы эксперименты по наблюдению свойств квантовых блужданий фотонов [83].

Технология ФЛП может быть использована не только для модифицирования показателя преломления внутри объема материала, но и для механической микрообработки. На самом деле, запись волноводных структур с помощью фемтосекундного лазера является лишь частным случаем гораздо более широкого класса применений для процессов обработки материалов с помощью фемтосекундного лазерного излучения. С помощью коротких импульсов фемтосекундной длительности можно существенно повысить точность механической обработки материалов. Процесс, ответственный за возникновение механических дефектов на поверхности обрабатываемого материала, называется абляцией. Выделяют

два типа абляции - холодную и горячую [84]. Разница заключается в физических процессах, отвечающих за удаление вещества с поверхности заготовки. В процессе холодной абляции вещество срывается с поверхности за счет сильного электрического поля лазерного пучка, почти не претерпевая нагрева. В горячей абляции вещество разогревается до высоких температур и испаряется с поверхности. Обработка методом холодной абляции позволяет достичь более высокой точности, потому что отсутствуют эффекты тепловой диффузии, эффективно увеличивающие обрабатываемый объем. Режим обработки с холодной абляцией обычно наблюдается при длительности лазерных импульсов не более 200 – 400 фс. Возможность механической обработки позволила реализовать технологию создания реконфигурируемых интегрально-оптических структур с помощью метода ФЛП. Реконфигурация интерферометров осуществляется с помощью электродов, гравированных фемтосекундным лазером. Электроды осуществляют перестройку оптических схем за счет локального нагрева (термооптический эффект) или приложения электрического поля (электрооптический эффект). Впервые реконфигурация интегрально-оптического интерферометра Маха-Цандера, созданного полностью по технологии ФЛП, была показана в работе [85]. Авторы нанесли контуры нагревательного элемента - тонкой металлической полоски золота (ширина 300 мкм, толщина 50 нм, длина 20 мм) - и контактных площадок с помощью лазерной абляции, реализованной в той же самой установке, которая применялась для формирования волноводных структур в чипе. В работе продемонстрирована перестройка интерферометра Маха-Цандера и его использование в качестве перестраиваемого светоделителя для наблюдения эффекта Хонга-Оу-Манделя. Позднее была продемонстрирована модификация конфигурации термооптического модулятора с использованием микроканалов, созданных с помощью абляции в стекле [86]. Микроканалы помогают направить тепловой поток по направлению от нагревателя к волноводу, а не вдоль поверхности, что приводит к снижению необходимой мощности для внесения заданной фазы и уменьшению кросс-воздействий. Устройства с перестраиваемыми термооптическими элементами применялись для симуляции характеристик поведения перепутывания в одномерной системе связанных спинов [87], а также задачах восстановления величин неизвестных фазовых сдвигов в интерферометре с помощью метода байесовского вывода [88]. Более подробно технология изготовления реконфигурируемых интегрально-оптических схем методом ФЛП приведена в главе 3.

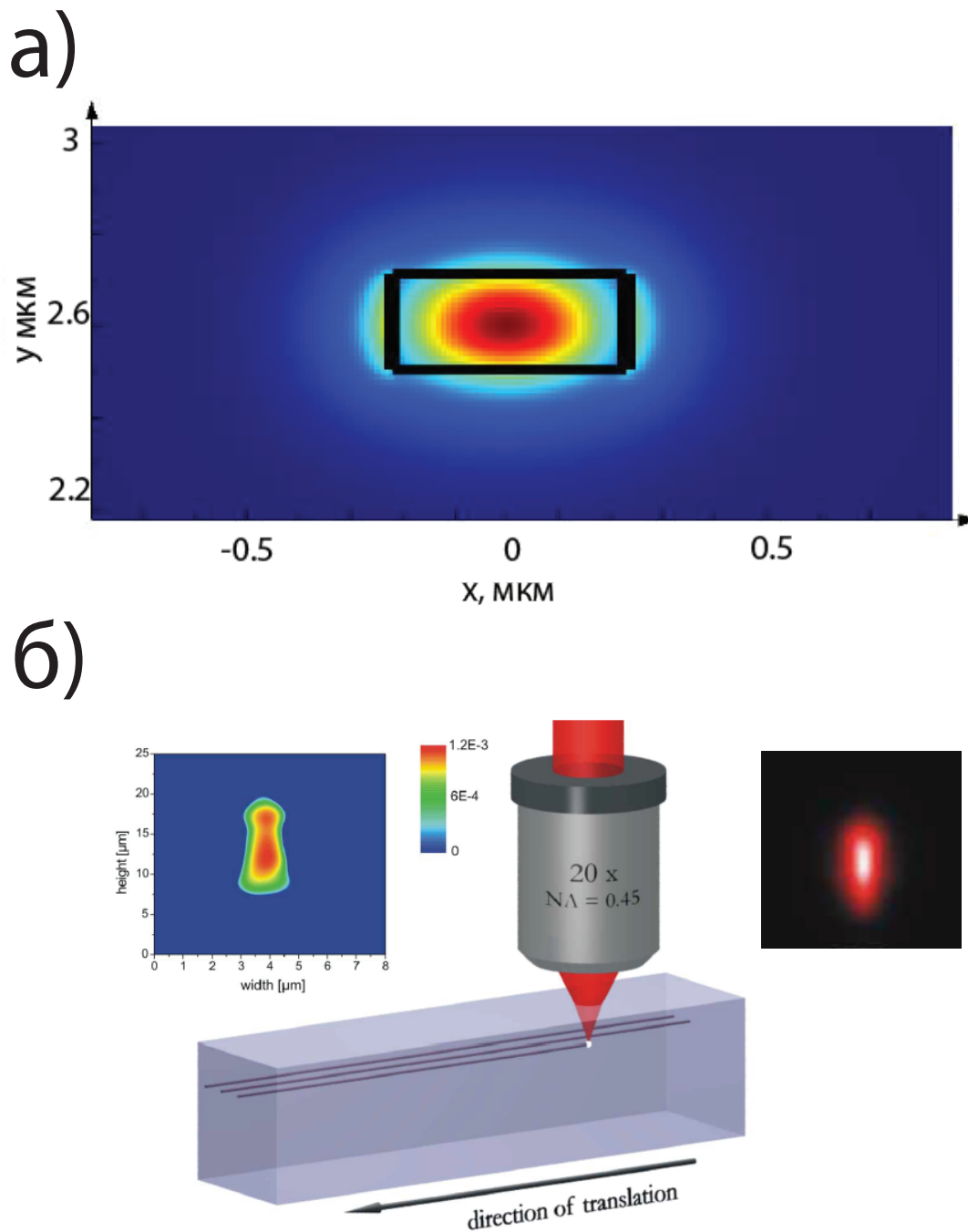
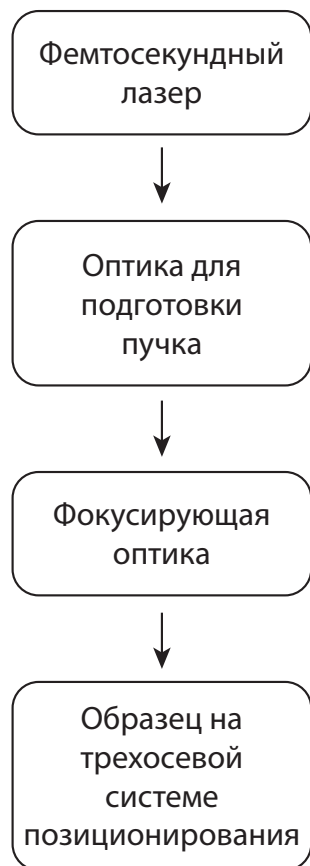


Рисунок 1.4 — На рисунке а) изображено пространственное распределение амплитуды электрического поля для волновода из нитрида кремния Si_3N_4 размером 220×550 нм, окруженного оксидом кремния. На рисунке б) изображен профиль модификации показателя преломления и соответствующая собственная мода в волноводе, созданном по методу фемтосекундной лазерной печати (изображение взято из [1]). Размер модифицированной области составляет примерно 4×13 мкм.

а)



б)

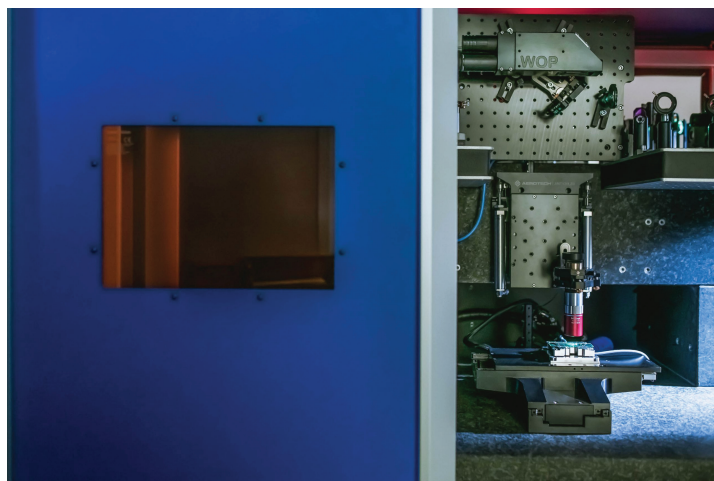


Рисунок 1.5 — На рисунке а) изображена общая схема установки, реализующей технологию ФЛП. На рисунке б) представлены фотографии коммерчески доступной системы ФЛП производства компании WOP Photonics.

Глава 2. Создание пассивной интегральной оптики методом фемтосекундной лазерной печати

Метод ФЛП дает возможность исследователям в области оптики изготавливать интегрально-оптические устройства в режиме быстрого прототипирования. Безусловно ФЛП не способен составить конкуренцию интегрально-оптическим устройствам, создаваемым с помощью литографической технологической линейки процессов, особенно с точки зрения миниатюризации и активного управления. В то же время, технологический цикл метода ФЛП позволяет создавать интегральные устройства высокого качества с достаточно сложной архитектурой, в том числе активные, за существенно меньшее время и значительно дешевле. Именно поэтому с позиции исследователя в области оптических квантовых вычислений этот метод может быть очень полезен, поскольку в данный момент не существует стандартизированных функциональных элементов линейно-оптических схем, и доступный метод изготовления интегральной оптики позволяет ускорить процесс поиска оптимальных элементов.

Текущая глава будет посвящена описанию технологий создания оптических волноводов в прозрачных диэлектрических материалах методом ФЛП. В основе любого интегрально-оптического устройства лежат волноводные структуры, заставляющие свет распространяться вдоль заданных траекторий, а также перераспределяться в схеме требуемым образом. В данной главе освещены различные аспекты технологии создания оптических волноводов и пассивных интегрально-оптических структур. Особенности разработки активных интегрально-оптических устройств методом ФЛП будут изложены в главе 3.

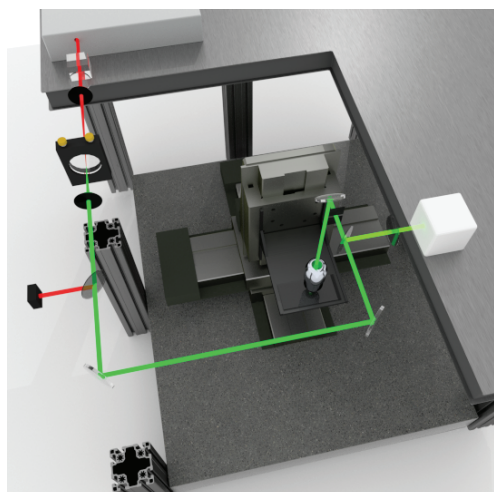
2.1 Фемтосекундная лазерная печать одномодовых волноводов в известково-натриево-калиевом стекле

Для задач квантовой оптики и в особенности линейно-оптических квантовых вычислений наибольший интерес представляют одномодовые волноводы, поскольку в подобных системах автоматически выполнено условие неразли-

чимости по пространственной степени свободы. Многомодовые волноводные системы также могут применяться для выполнения квантово-оптических экспериментов [89], но обычно требуют дополнительного оборудования для обеспечения необходимых условий для наблюдения квантовой интерференции фотонов. Кроме того, профиль поперечного сечения показателя преломления одномодового волновода также важен, поскольку его масштабы и особенности определяют рамки допустимой геометрии устройств, предполагающих близкое расположение нескольких волноводов, например, направленных делителей. Помимо влияния на сугубо геометрическую структуру интегральной схемы профиль поперечного сечения также определяет анизотропные свойства волноводной структуры, которые следует учитывать при пропускании излучения с различной поляризацией через изготовленную волноводную схему. Поскольку размер и форма профиля поперечного сечения волноводной структуры во многом определяют всю геометрию создаваемого интегрально-оптического устройства, технология ФЛП должна обладать функционалом для формирования волноводов с заданными характеристиками поперечного сечения.

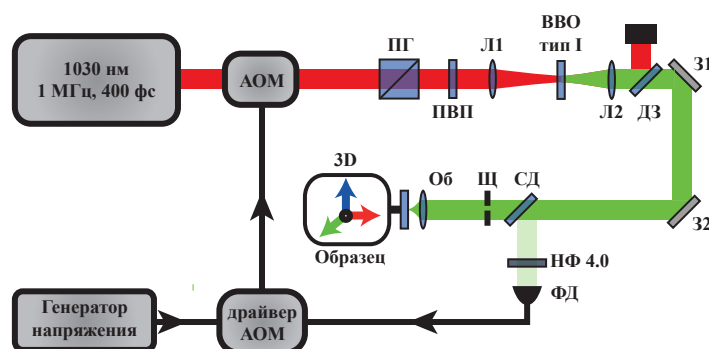
Стандартный способ, применяемый для контроля формы профиля поперечного сечения волновода, заключается в преобразовании пространственного распределения фазы лазерного пучка, используемого для записи волновода. Данный метод может быть реализован как с помощью пассивных устройств, например, таких как цилиндрические линзы [90] или щель [91], так и с помощью адаптивной оптики [71; 92; 93], предоставляющей гораздо больше контроля над пространственным профилем пучка в фокусе. Адаптивные оптические устройства, такие как пространственный модулятор света или деформируемое зеркало, делают возможной коррекцию различных aberrаций, возникающих как при прохождении лазерного пучка через оптические устройства, так и, например, при фокусировке в глубине образца. Поскольку ФЛП позволяет создавать волноводные структуры в объеме материала, в отличие от планарных процессов литографии, настройка установки для оптимальной фокусировки на различных глубинах является необходимым условием для создания достаточно больших объемных волноводных структур, например, двумерных волноводных решеток [71].

Общий вид



а)

Схема установки



б)

АОМ - акусто-оптический модулятор, ПГ – призма Глана, ПВП – полуволновая пластина, Л – линза, ДЗ – дихроичное зеркало, З – зеркало, СД – светоделитель, Щ – щель, НФ 4.0 – нейтральный фильтр с оптической плотностью равной 4.0, ФД – фотодиод, Об - объектив,

Рисунок 2.1 — На рисунке представлены изображения экспериментальной установки, реализующей метод ФЛП. На рисунке а) представлена иллюстрация общего вида всей системы. Реализованная система ФЛП подразумевает запись волноводов в поперечной геометрии, поэтому необходима принципиально трехмерная оптическая схема. Оптическая система располагается на горизонтальной плите, лазерный пучок опускается к образцу через отверстие в оптической плите. Горизонтальная конфигурация обеспечивает удобство настройки оптической системы и достаточно большую площадь для размещения оптических компонентов. На рисунке б) представлена оптическая схема системы ФЛП.

2.1.1 Экспериментальная установка

Система ФЛП, используемая для создания интегральной оптики в рамках выполнения работ, представленных в диссертации, представлена на рисунке 2.1. Излучение иттербиевого волоконного фемтосекундного лазера Menlo Systems Bluescut на длине волны 1030 нм фокусируется с помощью линзы Л1 с фокусным расстоянием 250 мм в нелинейном кристалле ВВО толщиной 800 мкм, вырезан-

ном под углом 29° для замыкания коллинеарного вырожденного синхронизма типа I, используемом для генерации второй гармоники на центральной длине волны 515 нм. Толщина кристалла оптимизирована в соответствии с шириной спектра лазерного излучения, генерируемого лазером. Эффективность конверсии достигает $\approx 50\%$ при максимальной мощности излучения 4 Вт на частоте повторения 1 МГц. Излучение на фундаментальной длине волны выводится из схемы с помощью дихроичного зеркала ДЗ и с помощью системы зеркал З1, З2 (после З2 установлено ещё одно зеркало З3 не нанесённое на схему, отражающее пучок вертикально вниз) направляется к фокусирующей оптике. Зеркало З3 обладает диэлектрическим покрытием с высоким коэффициентом отражения как на длине волны 515 нм, так и на длине волне 1030 нм, что при необходимости может быть использовано как для переключения между различными длинами волн обрабатываемого излучения, так и для обработки пучками одновременно на двух длинах волн. После зеркала, отражающего пучок вертикально вниз, установлена щель с настраиваемой шириной, которая может быть использована для модификации профиля пучка в фокусе.

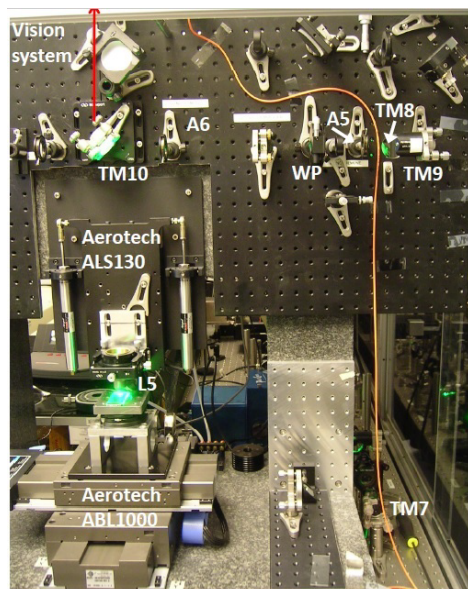
Установка ФЛП обладает одной важной особенностью, которая не представлена в других системах, описанных в литературе. В ходе первых экспериментов по поиску режима печати волноводов структуры, сформированные при низких скоростях перемещения (порядка нескольких десятков мкм/с) и, соответственно, требующие длительного времени стабильной работы всей системы, обладали дефектами, выраженными в плавном исчезновении волновода и последующем его появлении. Подобное поведение может объясняться непостоянством температуры в лабораторном помещении, поскольку установленный в лаборатории кондиционер не оснащен инверторной регулировкой мощности. По этой причине в систему ФЛП была добавлена активная стабилизация мощности лазерного излучения, поступающей на образец. Светоделитель СД отщепляет примерно 4% излучения из основного пучка; отщепленный пучок направляется на фотодиод ФД. Сигнал с фотодиода и напряжение, задаваемое генератором, используются электронной схемой внешнего драйвера АОМ, установленного в излучателе лазера, для активной стабилизации мощности пучка во времени. После введения в строй системы проблема с исчезновением волноводных структур была полностью устранена. Кроме того, система стабилизации позволила повысить точность установки средней мощности. Заявленная стабильность лазерной системы составляет $\pm 2\%$, что при абсолютной величине мощности

$\approx 100 - 200$ мВт обрабатывающего пучка в рабочем режиме приводит к разбросу по мощности в диапазоне $\approx 1 - 2$ мВт. Как показали дальнейшие эксперименты качество волноводов, а именно, потери при распространении, может заметно изменяться при увеличении или уменьшении мощности на несколько мВт относительно целевого значения. Активная стабилизация выходной мощности лазерной системы позволила уменьшить отклонение мощности в процессе печати до 0.1 мВт вне зависимости от абсолютного значения мощности в указанном рабочем диапазоне. В результате собранная установка ФЛП позволяет выполнять обработку стеклянных заготовок в непрерывном режиме в течение нескольких часов и даже дней.

Созданная система ФЛП в данный момент предусматривает единственный способ модификации пространственного профиля пучка - с помощью оптической щели с перестраиваемой шириной. В основе схемы ФЛП с использованием оптической щели лежит работа [91], в которой авторы продемонстрировали формирование одномодового оптического волновода в фосфатном стекле с близким к симметричному профилем. Такой метод отличается своей простотой и доступностью, поскольку щель можно легко изготовить из подручных средств. Вместе с тем, данный метод обладает также и рядом существенных недостатков, которые станут понятны после изложения сути метода. Основная идея очень проста - необходимо сформировать входной пучок, попадающий в фокусирующую оптику, таким образом, чтобы длина Рэлея $z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$ сфокусированного одномерного пучка в плоскости оси волновода равнялась ширине перетяжки одномерного пучка в плоскости поперечной оси волновода. На практике подходящая величина ширины щели подбирается эмпирическим путем.

Для прецизионного позиционирования образца была выбрана трехосевая система перемещения на базе подшипников на воздушной подушке (air-bearing) производства компании Aerotech, модель FiberGlide 3D. Фотография системы представлена на рисунке 2.26). Конструкция этого позиционера предусматривает перемещение объекта в трехмерном пространстве относительно статичного пучка обрабатывающего лазера. Выбранная конфигурация не позволяет установить какие-либо оптические элементы схемы доставки и фокусировки лазерного излучения удобным способом непосредственно на гранитной плите в основании данной системы и, тем самым, обеспечить жесткую относительную фиксацию фокусирующей оптики и направляющих рельс позиционера. Для размещения оптических компонентов установки был выбран наиболее эргономичный и

а)



б)

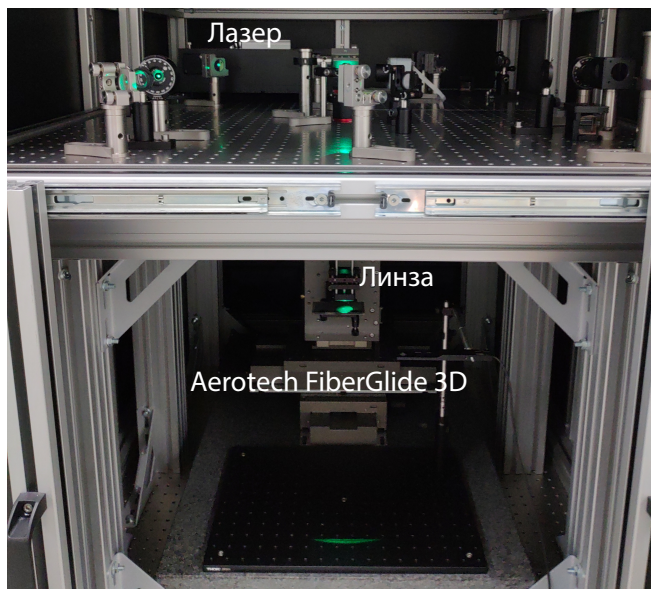


Рисунок 2.2 — На рисунке представлены фотографии двух типов систем позиционирования образца. а) Система позиционирования образца, размещенная на гранитной арке; заготовка из оптического материала устанавливается на двухкоординатный транслятор, размещенный в горизонтальной плоскости, объектив закреплен на вертикальном линейном трансляторе. Система позиционирования такого типа является более предпочтительной для создания микроструктур методом ФЛП, поскольку оптическая схема фокусировки и держатель образца жестко закреплены на гранитном основании. б) Фотография трехосевой системы позиционирования, осуществляющей перемещение образца в трехмерном пространстве, установленной в лаборатории.

устойчивый вариант: на каркас из 90×90 мм экструдированного алюминиевого профиля установлены две оптические сотовые плиты, в одной из которых сделано сквозное отверстие, а также нанесены установочные отверстия с резьбой М6 с обеих сторон. Недостатком подобной системы является достаточно высокая сложность сборки каркаса, поскольку необходимо выполнить установку опор на оптических стол таким образом, чтобы не допустить искривления оптических плит при фиксации на каркасе. Кроме того, основным слабым местом подобного способа расположения оптической системы относительно позиционера является необходимость установки объектива в "подвешенном" состоянии, что существенно влияет на условия эксплуатации системы при изготовлении

структур микро- и наномасштабов. Как видно из рисунка 2.2ю) объектив закреплен на четырех стальных стержнях диаметров 6 мм, расстояние от места крепления стержней до фокусирующего объектива составляет примерно 20 см. Подобный способ установки фокусирующей обрабатывающей линзы исключает любую возможность параллельной эксплуатации системы фемтосекундной лазерной печати и выполнения какого-либо эксперимента на свободной части оптического стола, поскольку любые вибрации вызванные прикосновением к оптическому столу или расположенным на нем элементам приведут к искажению формы структур и утрате необходимых оптических характеристик. Во многом поэтому, конфигурация, представленная на рисунке 2.2а) является гораздо более подходящей для систем фемосекундной лазерной микрообработки.

2.1.2 Создание одномодовых волноводов

Эксперимент по созданию оптических волноводов в известково-кальциево-натриевом стекле стал первым полноценным тестом собранной системы для фемтосекундной лазерной микрообработки. Отсутствие непосредственного опыта производства оптических волноводных структур данным методом привело к ряду ошибок при формировании списка оборудования и комплектующих, которые частично описаны выше в предыдущей секции ??.

Процесс формирования одномодовых волноводных структур методом фемтосекундной лазерной печати с профилем показателя преломления, сформированным за несколько проходов, устроен следующим образом. На *первом этапе* проводятся испытания режима формирования однородных протяженных дефектов при полностью открытой щели. Основной целью данного этапа работ является анализ характеристик печати сформированных структур без модуляции поперечного профиля пишущего пучка. Во-первых, выбранные параметры печати могут подходить для создания одномодовых волноводных структур без необходимости использования многопроходного режима, усложняющего процедуру лазерной печати. Во-вторых, необходимо определить геометрические параметры поперечного профиля однородного изменения показателя преломления, возникающего после однократного облучения пишущим пучком. Крайне

важно добиться формирования структуры обладающей однородным профилем поперечного сечения, поскольку его форма и размер являются определяющими параметрами формы и качества конечной структуры, созданной после многократной обработки заготовки лазерным излучением. На *втором этапе* проводится подбор параметров многопроходной записи жилы волновода. Кроме характеристик (величина поперечного смещения при записи отдельных треков и количество треков), определяющих геометрию жилы многопроходного волновода, также необходимо уделить отдельное внимание более точному подбору скорости перемещения заготовки относительно лазерного пучка и средней мощности пишущего пучка, поскольку этими параметрами определяется контраст показателя преломления между формируемой жилой и незатронутым материалом заготовки. Поскольку основной целью разработки данной технологии являлось создание интегрально-оптических схем для задач квантовой оптики, контраст показателя преломления должен быть подобран таким образом, чтобы распространение излучения на интересующей длине волны поддерживалось также и в изогнутых волноводах. Наконец, когда первичный выбор каждого из параметров печати выполнен, необходимо провести более точную настройку основываясь на таких оптических характеристиках волноводов как *потери при пропускании* света, потери на сопряжение света с волноводом, *минимальный радиус кривизны*, вносящий дополнительные потери на допустимом уровне, *наведенную анизотропию*, а также иные оптические характеристики, существенные для выполнения конкретного эксперимента. Выполнение каждого этапа процедуры печати многопроходных волноводов будет продемонстрировано на примере отладки режима в известково-кальциево-натриевом стекле.

Первичный выбор режима создания протяженных треков в однопроводном режиме осуществлялся путем настройки ширины щели и энергии в импульсе лазерного излучения. Основным критерием качества создаваемых однопроводных структур являлась однородность изменения показателя преломления в поперечном сечении волновода. Фотографии среза волноводов с типичными изображениями получаемых профилей показателя преломления представлены на рисунке 2.3. На основе визуального анализа профиля показателя преломления получаемых структур были выбраны следующие параметры: ширина щели $d = 350\mu m$, средняя мощность $P_{avg} = 42$ мВт. Подобный эмпирический подход может дать лишь приблизительную оценку свойств профиля показателя преломления среза волновода. Для получения более достовер-

ной информации о структуре сечения произвольной интегральной структуры (необязательно обладающей волноводными свойствами) может быть использован метод профилометрии показателя преломления [94].

Профиль сечения многопроходной интегральной структуры определяется величиной поперечного смещения формирующих треков, а также скоростью перемещения заготовки образца. Величина смещения определяется размером однопроходной структуры в соответствующем направлении. В случае полученных однопроходных структур оптимальная величина смещения Δx была выбрана равной 1 мкм. Последовательная запись 5 треков со скоростью 1 мм/с, смещенных на Δx , формирует структуру с квадратным профилем сечения. Эмпирически был обнаружен эффект изменения геометрии сечения многопроходной структуры в зависимости от скорости перемещения образца. При уменьшении скорости перемещения образца поперечное сечение вытягивается вдоль направления пишущего пучка (см. рис.2.3ж), при этом последующие записываемые треки оказываются ниже предыдущих. При скорости 1 мм/с подобного эффекта не наблюдается. Окончательные параметры записи многопроходных волноводных структур представлены в таблице 1.

Таблица 1 — Параметры процесса ФЛП для создания однопроходных модифицированных треков

Параметр	Величина
Частота повторения импульсов ν	1 МГц
Числовая апертура NA	0.7
Ширина щели d	350 мкм
Средняя мощность P_{avg}	42 мВт
Скорость перемещения v	1 мм/с
Поперечное смещение Δx	1 мкм
Количество треков	5

Для решения большинства задач квантовой оптики интегрально-оптические структуры должны обеспечивать пространственно одномодовый режим распространения излучения на заданной длине волны и минимальные удельные потери при распространении и на сопряжение с внешними источниками света. Измерение этих характеристик для получаемых структур выполнялось с помощью простого экспериментального стенда, представленного на рисунке

Таблица 2 — Результат измерения размеров собственных мод полученных волноводных структур. Потери на сопряжение оценивались путем вычисления интеграла перекрытия с симметричной гауссовой модй оптимальной ширины (приведена в скобках).

Поляризация	MFD _x , мкм	MFD _y , мкм	Потери	Δn
горизонтальная	9.2±0.1	12.0±0.1	1.12 dB (12.0 мкм MFD)	1 · 10 ⁻³
вертикальная	8.8±0.1	12.4±0.1	1.10 dB (11.2 мкм MFD)	

2.4. Источником лазерного излучения служит лазерный диод, генерирующий на длине волны 808 нм. Выбор длины волны обусловлен потенциальным применением данных интегрально-оптических структур в задачах с использованием бифотонных источников света на основе эффекта спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света. Имеющийся в лаборатории источник бифотонов оснащен лазером накачки на длине волны 405 нм и настроен в вырожденный режим рассеяния на длине волны 810 нм. Излучение лазерного диода изначально является пространственно многомодовым, поэтому предварительно требуется пространственная фильтрация модового состава лазерного пучка с помощью одномодового оптоволокна. Далее луч лазера фокусируется на торце образца с помощью скорректированного на бесконечность объектива (Olympus RMS4X) с числовой апертурой 0.1. Размер пучка на входе в объектив составлял примерно 3 мм. Параметры объектива подбирались таким образом, чтобы обеспечить максимальный коэффициент сопряжения с изучаемыми структурами.

Измерение профиля собственных пространственных мод изготовленных волноводов для ортогональных состояний поляризаций выполнялось с помощью ПЗС-камеры в двух конфигурациях - в ближней и дальней зонах. Для наблюдения формы профиля в ближней зоне с помощью объектива строится изображение торца волновода на ПЗС-камере с увеличением, определяемым расстоянием между торцом чипа и эффективным положением тонкой линзы и расстоянием от линзы до матрицы. Результаты измерений представлены на рисунке 2.5.

2.2 Фемтосекундная лазерная печать пассивных функциональных элементов

Интегрально-оптические устройства, применяемые для реализации квантовых операций, как правило состоят из нескольких одномодовых волноводов. Для квантово-оптических задач в основном используются линейные устройства, которые только преобразуют входные оптические моды. Выполнение заданной операции осуществляется путем перераспределения излучения между различными волноводами с помощью элемента, связывающего различные волноводные моды между собой. Подобные устройства, во-первых, должны обладать минимально возможными дополнительными потерями, во-вторых, их конфигурация должна быть простой и понятной для того, чтобы упростить проектирование элемента с заданными характеристиками. Наиболее распространенный способ создания линейных интегральных элементов основывается на эффекте эванесцентной связи волноводных мод. Рисунок 2.6 демонстрирует эффект эванесцентной связи между волноводами. В этой главе речь пойдет об использовании наиболее распространенного устройства - направленного светоделителя (НС) - для создания поляризационного делительного элемента методом фемтосекундной лазерной печати.

2.2.1 Направленный светоделитель

Направленный светоделитель представляет собой интегрально-оптическую структуру, состоящую из пары волноводов, расположенных близко друг к другу. Стандартная геометрия направленного делителя изображена на рисунке 2.7. Эванесцентная связь обеспечивает взаимную перекачку излучения между волноводами. Преобразование, осуществляемое НС, описывается аналогично стандартному светоделителю с помощью матрицы

$$\begin{pmatrix} \sqrt{\eta} & i\sqrt{1-\eta} \\ i\sqrt{1-\eta} & \sqrt{\eta} \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

связывающей входные и выходные моды светоделителя

$$b_1 = \sqrt{\eta}a_1 + i\sqrt{1-\eta}a_2, \quad (2.2)$$

$$b_2 = i\sqrt{1-\eta}a_1 + \sqrt{\eta}a_2, \quad (2.3)$$

где η - эффективный коэффициент отражения направленного делителя. Для того, чтобы создать направленный светоделитель с выбранным коэффициентом отражения, необходимо предварительно измерить зависимость η от геометрических параметров области взаимодействия. Поскольку величина η пропорциональна величине интеграла перекрытия между собственными волноводными модами, реальная зависимость коэффициента отражения от геометрической конфигурации сильно зависит от конкретных параметров оптических волноводов, созданных в соответствующем режиме записи. В случае, когда необходимо добиться простого деления мощности, можно обойтись изменением только параметра d_{int} , поскольку перекачка энергии излучения происходит также и в изогнутых участках сближающихся волноводов (см. Рисунок 2.7). В данной работе основной целью было создание направленного светоделителя, осуществляющего разделение излучения с ортогональными состояниями поляризации между двумя различными волноводами. Подобное устройство в перспективе предоставит возможность для управления поляризационными свойствами излучения, распространяющегося по интегрально-оптической схеме. Интегральные делители чувствительные к поляризации ранее удавалось продемонстрировать путем выбора длины взаимодействия L_{int}^{PDC} так, чтобы излучение с различными состояниями поляризации оказывалось в разных выходах светоделителя [7]. Продемонстрированные устройства хорошо выполняют функцию поляризационного делителя, но в силу низкой наведенной анизотропии в используемых волноводных структурах L_{int}^{PDC} в них составляет несколько десятков миллиметров, что существенно ограничивает область применимости. Задача нашей работы заключалась в оптимизации геометрии поляризационного НС.

2.2.2 Режим записи волноводов

В качестве субстрата для волноводных структур, формирующих поляризационный делитель, был выбран плавленый кварц марки JGS1 производства компании AGOptics. Схема установки для создания волноводов методом фемтосекундной лазерной печати представлена на рисунке 2.1. Для записи волноводов использовался фемтосекундный волоконный иттербиевый лазер Menlo Systems Bluescut, излучающий импульсы длительностью 400 фс с частотой следования 3 МГц на длине волны 1030 нм. Экспозиция образца осуществляется удвоенным по частоте излучением на длине волны 515 нм. Для фокусировки излучения внутри образца использовался объектив Mitutoyo M Plan APO 100X с рабочей длиной 6 мм и числовой апертурой 0.7. Для того, чтобы добиться формирования максимально однородных протяженных структур, поляризация экспонирующего пучка выставлялась параллельно направлению записи волноводов. Образец перемещался относительно фокальной области со скоростью 0.5 мм/с. В данном эксперименте волноводные структуры создавались в однократном режиме и без применения дополнительной оптики для формирования пространственного профиля пучка специальной формы. Изображения волноводных структур и профилей собственных мод для различных поляризаций представлены на рисунке 2.8. Особенностью получаемых структур являются малые размеры поперечного профиля показателя преломления структуры - примерно 1×2 мкм. За счет столь малого размера жилы волноводы можно расположить очень близко другу к другу без взаимного наложения жил. Именно эта особенность позволила достичь высоких констант связи между волноводами по сравнению с известными литературными данными [95]. Созданные волноводы тестировались с помощью диодного лазера, излучающего на длине волны 808 нм. Необходимо отметить, что несмотря на ассиметричную форму жилы волновода, в некоторых случаях определяющую анизотропные свойства, созданные структуры обладают пренебрежимо малой наведенной анизотропией. Волноводы с низкой собственной анизотропией очень удобны при обработке поляризационных состояний на чипе, поскольку поляризация излучения остается неизменной при распространении по участкам схемы, не содержащим функциональных элементов, например, поляризационных делителей, а также не приобретает набег фазы между ортогональными состояниями поляризации.

2.2.3 Поляризационные свойства направленного делителя

Для оценки поляризационных характеристик направленных светоделителей использовался простой способ, основанный на измерении картины перекачки излучения в структурах с различной длиной взаимодействия. В разделе ?? представлена теория связанных мод, описывающая картину распределения излучения в системе волноводов с эванесцентной связью. В самом простом случае двух прямых волноводов, взаимодействующих с константой связи C , излучение периодически перераспределяется между волноводами по мере распространения в такой структуре. В паре одинаковых волноводов с идентичными постоянными распространения β_1 и β_2 наблюдается полная перекачка излучения из одного волновода в другой при длине взаимодействия $L_{int} = 2 * \pi/C$. В случае различных β_1 и β_2 полного переноса излучения между волноводами не происходит. В направленном светоделителе можно условно выделить две различные области, в которых происходит перекачка излучения: область взаимодействия, где волноводы прямые и расположены параллельно друг другу, и область, в которой изогнутые волноводы сближаются друг с другом. Для эксперимента по измерению картины перекачки необходимо изготовить массив НС с различными величинами длины взаимодействия L_{int} . Поскольку геометрия сближения волноводов для каждого НС в массиве одинаковая, можно считать, что коэффициент отражения, обусловленный перекачкой в изогнутой части структуры, постоянный для каждого НС. В таком случае коэффициент отражения R в таком массиве будет зависеть только L_{int} , а перекачка в изогнутой части структуры определяет значение $R(L_{int} = 0) = R_0$. Ось анизотропии волновода задается направлением падающего лазерного пучка [80] и обычно ориентирована перпендикулярно поверхности чипа, поэтому собственные поляризационные состояния удобно называть *горизонтальным* H (плоскость поляризации параллельна плоскости поверхности чипа) и *вертикальным* V (плоскость поляризации перпендикулярна плоскости поверхности чипа). Анизотропные свойства направленного делителя определяются величинами констант связи C_H и C_V для собственных волноводных мод с ортогональными поляризациями. Стандартная величина анизотропии в волноводных структурах, созданных методом фемтосекундной лазерной печати, оказывается в диапазоне $\Delta n_{anis} 10^{-5} - 10^{-6}$ [79; 96]. Увеличения величины анизотропии можно добиться-

ся путем дополнительной модификации образца - треки напечатанные вблизи волноводных структур увеличивают анизотропию за счет механических напряжений, возникающих в модифицированной области материала [96; 97]. Высокая анизотропия в направленных светоделителях, продемонстрированная в нашей работе, также связана с эффектом механической деформации модифицируемого материала. Различие между константами связи приводит к тому, что периоды полной перекачки в системе пары связанных волноводов могут существенно отличаться для случаев распространения излучения с горизонтальной и вертикальной поляризациями. В таком случае можно выбрать длину взаимодействия L_{int} таким образом, чтобы зависимости перекачки мощности излучения для выбранной L_{int} оказались в противофазе, что на практике приведет к разделению H и V поляризаций между выходными портами НС. Точное значение величины длины взаимодействия, при котором кривые перекачки оказываются в противофазе, определяется уравнением

$$L_{PDC} = \frac{2\pi}{|C_V - C_H|}. \quad (2.4)$$

Точное выполнение данного равенства может достигаться для очень больших длин взаимодействия, даже если сами константы связи достаточно высоки. Тем не менее в эксперименте для достижения высоких значений экстинкции интегрального поляризационного направленного делителя нет необходимости в точном выполнении условия 2.4, поскольку даже приблизительное выполнение равенства может обеспечить достаточную величину экстинкции.

Мы изготовили пять серий направленных светоделителей, отличавшихся расстоянием $d_{int} = 3, 4, 5, 6, 7$ мкм между волноводами в области взаимодействия. В каждой серии диапазон изменения длины взаимодействия L_{int} подбирался таким образом, чтобы наблюдался как минимум один период перекачки излучения в системе связанных волноводов, чтобы с достоверностью можно было определить величины констант связи C_H и C_V . Сопряжение с излучением на длине волны 808 нм на входе и выходе чипа выполнялось с помощью пары объективов Olympus RMS10X. Коэффициент отражения интегрального делителя определялся как отношение выходной мощности в волноводе, который был возбужден, к суммарному значению мощности излучения, выходящего из обоих портов схемы. На рисунке 2.9 представлены результаты измерения ко-

эффицентов отражения и пропускания по мощности в созданных массивах светоделителей.

Глядя на экспериментальные зависимости коэффициентов отражения от параметров L_{int} и d_{int} можно сделать вывод о характере изменения анизотропных свойств в направленных делителях, изготовленных в описанном выше режиме лазерной печати. При уменьшении расстояния d_{int} наблюдается ярко выраженное увеличение анизотропных свойств, проявляющееся в более существенном сдвиге между картинками перекачки излучения для горизонтальной и вертикальной поляризаций. Подобное поведение может быть объяснено появлением повышенных механических напряжений в области записи второго волновода структуры при приближении к первому уже напечатанному волноводу. Первый волновод записывается в изотропной среде, в то время как второй записывается вблизи уже созданной микроструктуры. Поскольку метод фемтосекундной лазерной печати по своей сути является модификацией структурных и физических свойств обрабатываемого материала, возникновение модифицированной области внутри объема изначально изотропной заготовки с необходимостью приводит к возникновению наведенных механических напряжений, влияющих на эффективные показатели преломления собственных мод в волноводе. Подобный эффект был подробно описан в работе [96]. Мы не проводили детальный анализ механизма возникновения анизотропии в данном эксперименте, но более подробно рассмотрели необычное поведение кривой зависимости коэффициента отражения в случае минимального расстояния между волноводами $d_{int} = 3\mu\text{ м}$. На рисунке 2.9 а видно, что амплитуда кривой перекачки мощности излучения в системе связанных волноводов затухает с увеличением L_{int} . Этот эффект не объясняется стандартной теорией связанных мод. Чтобы объяснить наблюдаемое явление, мы разработали феноменологическую модель, основанную на предположении о существовании случайных флуктуаций величины механических напряжений вблизи записанной волноводной структуры. Данное предположение оправдано, поскольку процесс печати волноводной структуру происходит путем последовательной обработки перекрывающихся в пространстве областей материала заготовки. Неравновесный характер процессов [98], проистекающих во время прохождения лазерного импульса через фокальный объем, обуславливает небольшие отличия между областями модифицированными различными импульсами. Разработанная мо-

дель основана на базовой системе уравнений для связанных мод

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dz} = -i\beta_1(z)a_1 - iCa_2 \\ \frac{da_2}{dz} = -iCa_1 - i\beta_2(z)a_2, \end{cases}$$

в которой амплитуды полей в каждом из волноводов a_1 и a_2 связаны посредством константы связи C . Волновые числа собственных мод $\beta_i(z) = \beta_{i0} + \delta\beta_i(z)$ помимо постоянной части β_{i0} содержат случайной добавочное слагаемое $\delta\beta_i(z)$, описывающее изменение волнового числа в связи с флуктуациями показателя преломления материала, возникшими после записи первого волновода, входящего в состав направленного делителя. Необходимо отметить, что используемые уравнения для связанных мод не описывают процессы потери мощности излучения и, следовательно, энергия должна сохраняться в процессе распространения $\|a_1(z)\|^2 + \|a_2(z)\|^2 = \|a_1(0)\|^2 + \|a_2(0)\|^2$. На первый взгляд может показаться, что эффект затухания амплитуды перекачки в системе связанных волноводов может быть связан с высокими дополнительными потерями излучения в области взаимодействия, однако, проверка условия сохранения энергии позволяет исключить такую возможность из рассмотрения. Подробное описание модельных уравнений представлено в опубликованной нами работе [99]. На рисунке 2.10 а изображены три различных случая, реализуемых построенной моделью: $\beta_{10} - \beta_{20} \neq 0$, $D = 0$ (черная пунктирная кривая), $\beta_{10} - \beta_{20} = 0$, $D \neq 0$ (синяя сплошная кривая), $\beta_{10} - \beta_{20} \neq 0$, $D \neq 0$ (оранжевая пунктирная кривая). Здесь D обозначает параметр, описывающий величину флуктуаций волновых чисел $\delta\beta_i$. Первый случай является хорошо известным из стандартной теории связанных мод - при различии волновых чисел пары волноводов наблюдается неполная перекачка излучения, но эффект затухания отсутствует. Во втором случае, когда проявляются флуктуации волновых чисел, но постоянные слагаемые β_{10} и β_{20} одинаковые, наблюдается постепенное затухание коэффициента связи между волноводами C , что эффективно приводит к постепенному увеличению периода перекачки. В экспериментально созданных структурах реализуется промежуточный случай, пример которого проиллюстрирован оранжевой пунктирной линией. Качественное поведение, наблюдаемое в эксперименте (см. рисунок 2.9а), хорошо описывается нашей моделью. Мы не стали выполнять аппроксимацию экспериментальных данных, поскольку найти весомое доказательство существования подобных флуктуаций

доступными нам методами не удалось. Косвенным доказательством справедливости выдвинутого нами предположения служит сохранение суммарной мощности по мере распространения по области взаимодействия (см. рисунок 2.10 б). Полученные данные свидетельствуют о том, что по мере увеличения длины области взаимодействия излучение не претерпевает дополнительных потерь помимо потерь на распространение в самих волноводах, что позволяет отсечь одну из гипотез, объясняющих затухание амплитуды осцилляций. Тем не менее, нам не удалось получить прямых экспериментальных свидетельств наличия флуктуаций механических напряжений в области взаимодействия.

Полученные зависимости коэффициентов отражения (см. рисунок 2.9) помогли подобрать параметры направленного светоделителя, в котором наблюдается перераспределение излучения с различными поляризациями, соответствующее поляризационному светоделителю. Длина взаимодействия и расстояние между волноводами были выбраны равными $L_{int} = 3.7$ мм и $d_{int} = 5$ мкм. При расстоянии $d_{int} = 5$ мкм эффект затухания амплитуды осцилляций еще не проявляется достаточно сильно, что позволяет выбрать конфигурацию в которой наблюдается разделение поляризационных состояний между выходными каналами делителя с высоким коэффициентом экстинкции. Эта характеристика поляризационного делителя определяется как отношение между мощностями в выходных портах делителя для заданной поляризации. Для определения коэффициента экстинкции был выполнен эксперимент по наблюдению закона Малюса 2.11: на один из входных портов подавалось линейно поляризованное лазерное излучение на длине волны 808 нм и ориентация поляризации изменялась с помощью волновой пластины в диапазоне от 0^{deg} до 360^{deg} . После пропускания через интегрально-оптическую структуру измерялась мощность излучения в каждом из выходных каналов. Поскольку интегральный делитель должен выполнять функцию поляризатора - в каждом из выходных каналов должна наблюдаться линейная поляризация и поляризации излучения в выходных каналах должны быть ортогональны - зависимость мощности на выходе каждого из каналов должна быть пропорциональна квадрату косинуса (синуса) угла между направлением входной поляризации и направлением, соответствующем горизонтальной поляризации излучения. Измеренные данные аппроксимировались теоретической зависимостью, и параметрами аппроксимации выступали коэффициенты отражения по мощности для различных поляризаций R_H и R_V . Пользуясь полученными

ми аппроксимациями были определены коэффициенты экстинкции $PER_H = 10\log_{10}\frac{P_{max}^1}{P_{min}^1}$, $PER_V = 10\log_{10}\frac{P_{max}^2}{P_{min}^2}$ поляризационных состояний в каждом из выходных каналов светоделителя. Индексы 1 и 2 обозначают выходные каналы, через которые высвечивается горизонтальная и вертикальная поляризации, соответственно. В результате для горизонтальной поляризации коэффициент экстинкции составил $PER_H = 16$ дБ, а для вертикальной - $PER_H = 20$ дБ.

2.3 Выводы по главе

С помощью собранной установки для фемтосекундной лазерной печати были выбраны режимы для записи одномодовых волноводов в кальциево-натриевом стекле и плавленом кварце. Кроме того, для режима записи одномодовых волноводов в плавленом кварце была определена конфигурация направленного светоделителя с малой длиной, отвечающая разделению излучения с вертикальной и горизонтальной поляризациями между выходными каналами светоделителя.

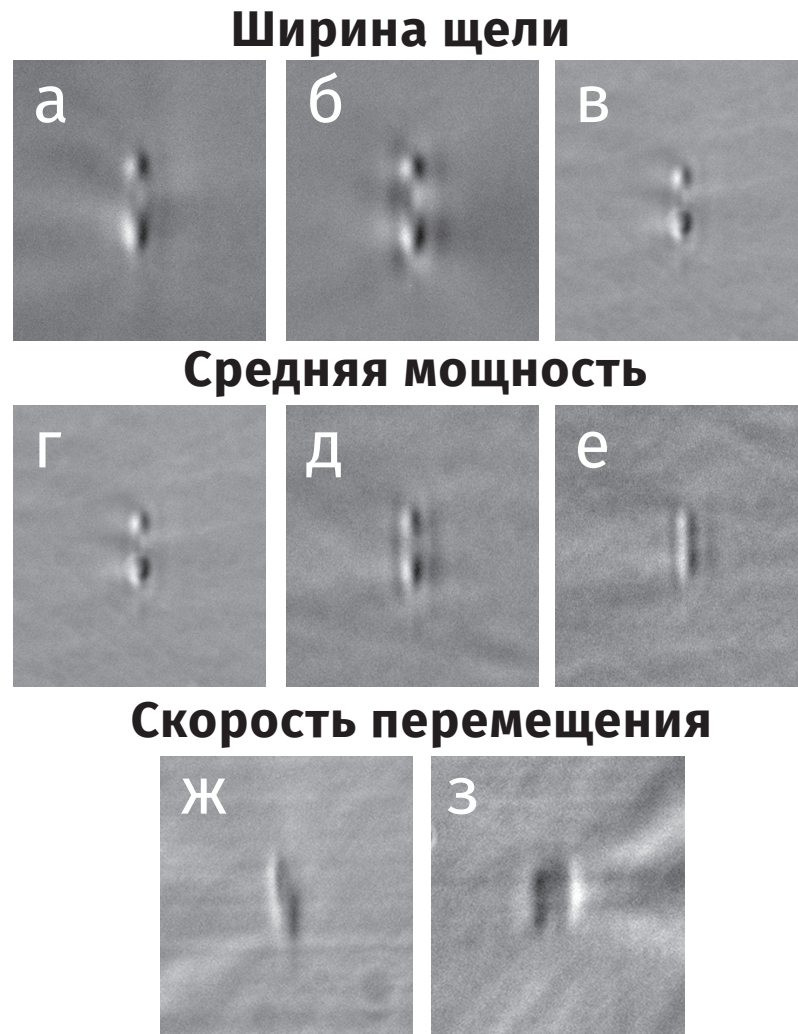
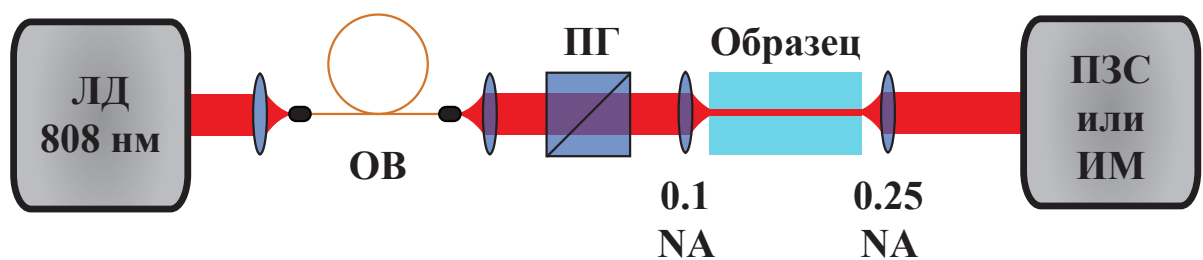


Рисунок 2.3 — На рисунке представлены изображения профилей изменения показателей преломления в поперечном сечении созданных интегральных однопроходных структур. На рисунках а) - в) представлены особенности изменения профиля однопроходных структур при варьировании ширины щели. Фотографии соответствуют значениям величинам 375 мкм, 350 мкм и 325 мкм. Следует отметить, что при использовании щели большая часть энергии падающего лазерного пучка блокируется створками щели, поэтому очень малые значения ширины щели требуют очень большой средней мощности на выходе из излучателя. Рисунки г) - е) иллюстрируют изменение профиля показателя преломления однопроходных структур при фиксированной ширине щели (350 мкм) и уменьшающейся средней мощности - 52 мВт, 44 мВт и 34 мВт, соответственно. Наконец, на фотографиях ж) и з) представлены профили изменения показателей преломления многопроходных структур для скоростей перемещения заготовки 0.1 мм/с и 1 мм/с.

Схема измерительного стенда



ЛД - лазерный диод, ОВ - одномодовое оптоволокно, ПГ - призма Глана, ПЗС - камера с ПЗС матрицей, ИМ - измеритель мощности.

Рисунок 2.4 — Схема измерительной установки для определения оптических характеристик интегрально-оптических структур, созданных методом лазерной печати. Источником излучения служит диодный лазер на длине волны 808 нм, его излучение собирается в одномодовое оптоволокно и направляется в основную оптическую систему. Лазерное излучение фокусируется на торце образца с помощью объектива с числовой апертурой NA 0.1 и коллимируется после образца объективом с числовой апертурой NA 0.25. Пропускаемая волноводом мощность регистрируется с помощью измерителя мощности, профиль собственной моды волновода фотографируется с помощью ПЗС-камеры.

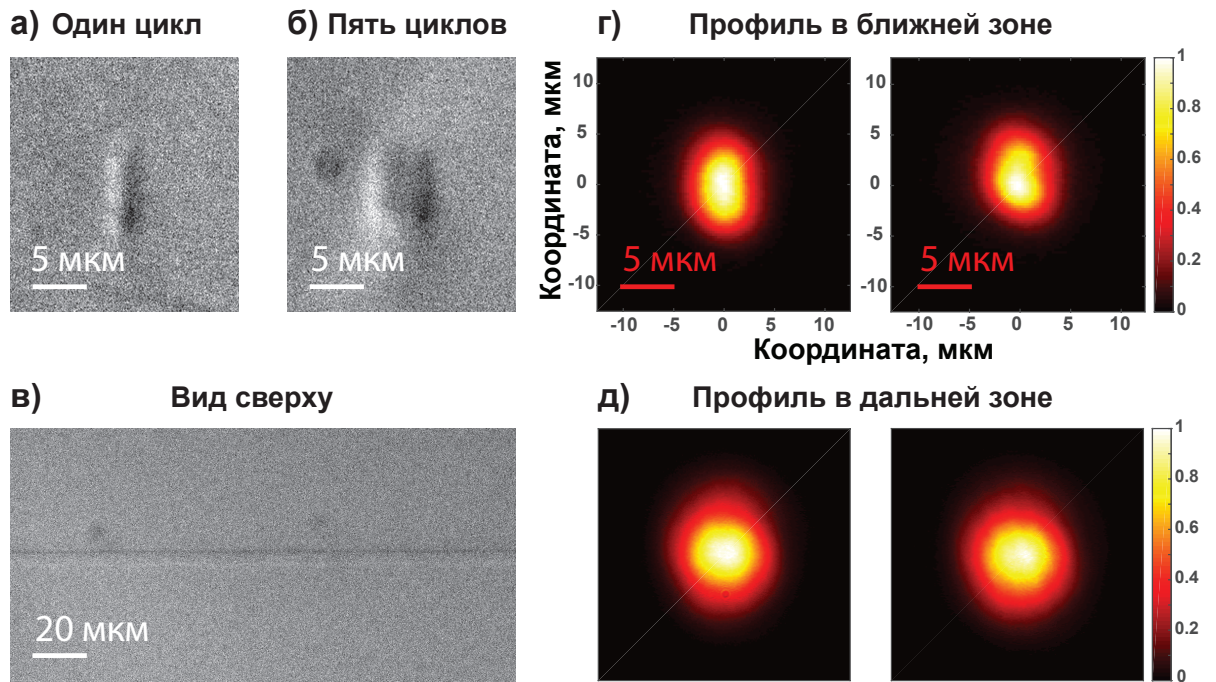


Рисунок 2.5 — На рисунках а) и б) представлены изображения срезов интегральных структур, созданных с применением одного цикла записи и пяти циклов записи. Изображение получены с помощью оптического микроскопа в режиме дифференциального интерференционного контраста. На изображении в) представлена фотография полученной волноводной структуры. На рисунках г) и д) представлены результаты измерения пространственных профилей интенсивности волноводных мод с горизонтальной и вертикальной поляризацией.

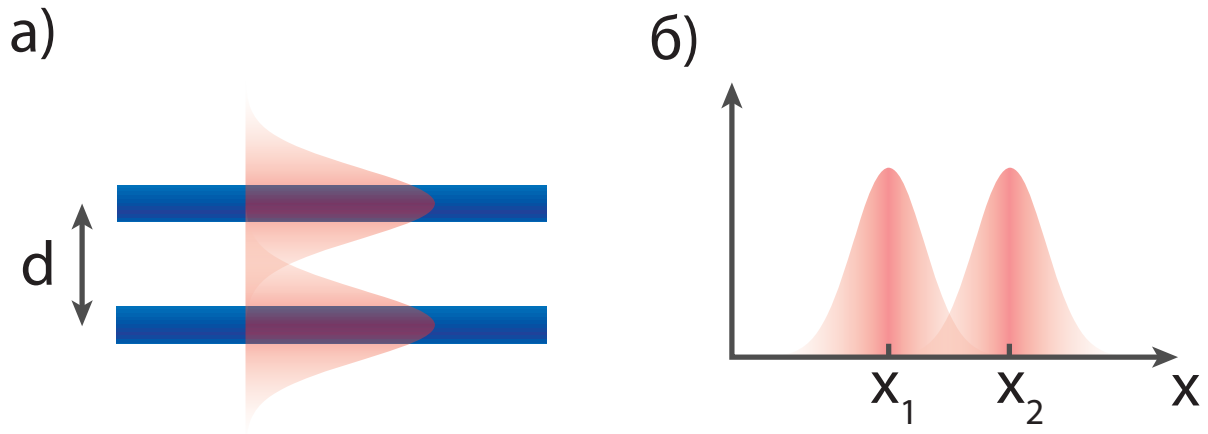


Рисунок 2.6 — Иллюстрация эффекта эванесцентной связи волноводных мод. На рисунке а) изображено схема реализации эффекта перекачки излучения между волноводами. Возбуждение соседней волноводной моды становится возможным за счет наличия электромагнитного поля собственной волноводной моды в области вне жилы волновода. б) Координаты центров волноводов x_1 и x_2 задают расстояние d между центрами собственных мод. Чем больше d , тем меньше величина перекрытия полей собственных мод и тем медленнее происходит перекачка излучения между волноводами.

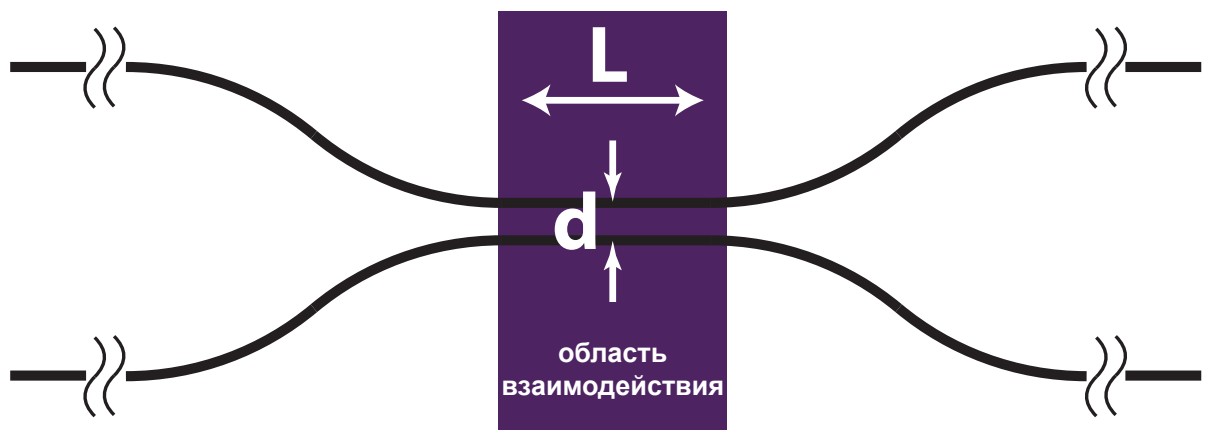


Рисунок 2.7 — Геометрия НС. Основная перекачка излучения происходит в области взаимодействия - участок НС, на котором волноводы располагаются параллельно и близко друг к другу. Основные параметры НС d_{int} и L_{int} - расстояние между волноводами в области взаимодействия и длина области взаимодействия.

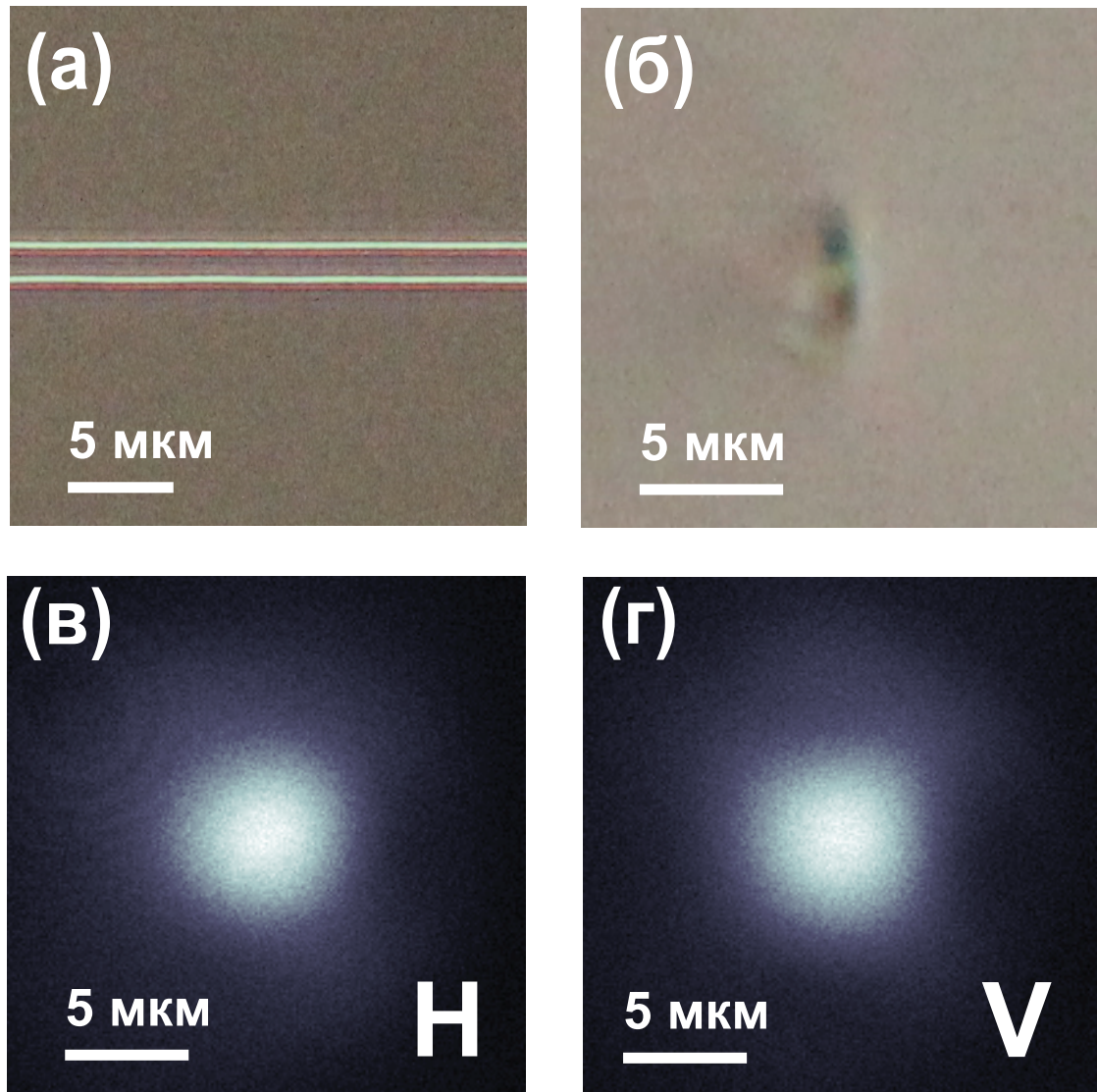


Рисунок 2.8 — На рисунке а) изображен вид сверху на область взаимодействия направленного делителя. На рисунке б) представлена фотография поперечного сечения профиля показателя преломления волновода, обладающего низкой наведенной анизотропией. На рисунках в) и г) приведены фотографии собственных мод для горизонтальной и вертикальной поляризаций соответственно.

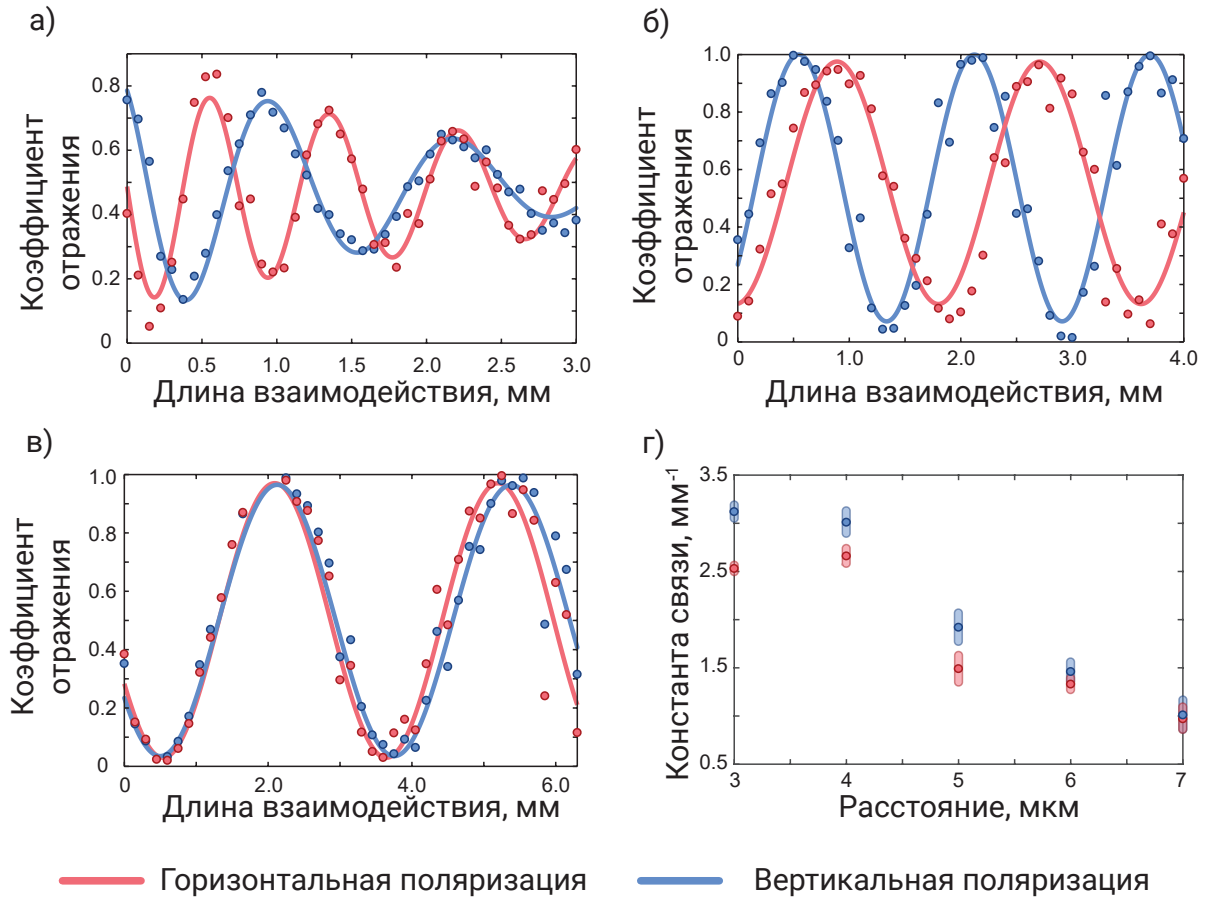


Рисунок 2.9 — На рисунках а)-в) представлены измеренные зависимости коэффициента отражения для ортогональных поляризаций входного излучения (красный цвет - горизонтальная поляризация, синий цвет - вертикальная поляризация) для $d_{int} = 3\text{ мкм}$, $d_{int} = 5\text{ мкм}$ и $d_{int} = 7\text{ мкм}$ соответственно. Хорошо прослеживается возникновение сильной анизотропии при уменьшении расстояния d_{int} . На рисунке г) представлено сводная зависимость константы связи между волноводами от расстояния d_{int} .

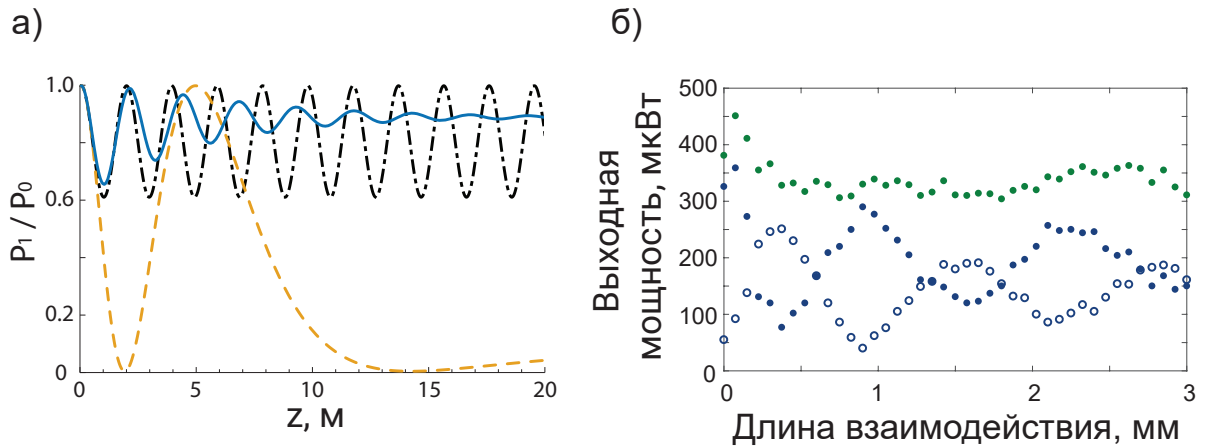


Рисунок 2.10 — На рисунке а) представлены примеры различных картин перекачки излучения. В случае различных β_i в двух волноводах системы будет наблюдаться ограничение видности картины перекачки, затухание будет отсутствовать (черная пунктирная кривая). При одинаковых β_i и присутствии флуктуации величины показателя преломления будет наблюдаться затухающая картина затухания константы связи между волноводами (оранжевая пунктирная линия). Промежуточный случай иллюстрирует синяя сплошная кривая. На рисунке б) представлены зависимости выходной мощности в обоих каналах в структурах из массива делителей с расстоянием $d_{int} = 3$ мкм.

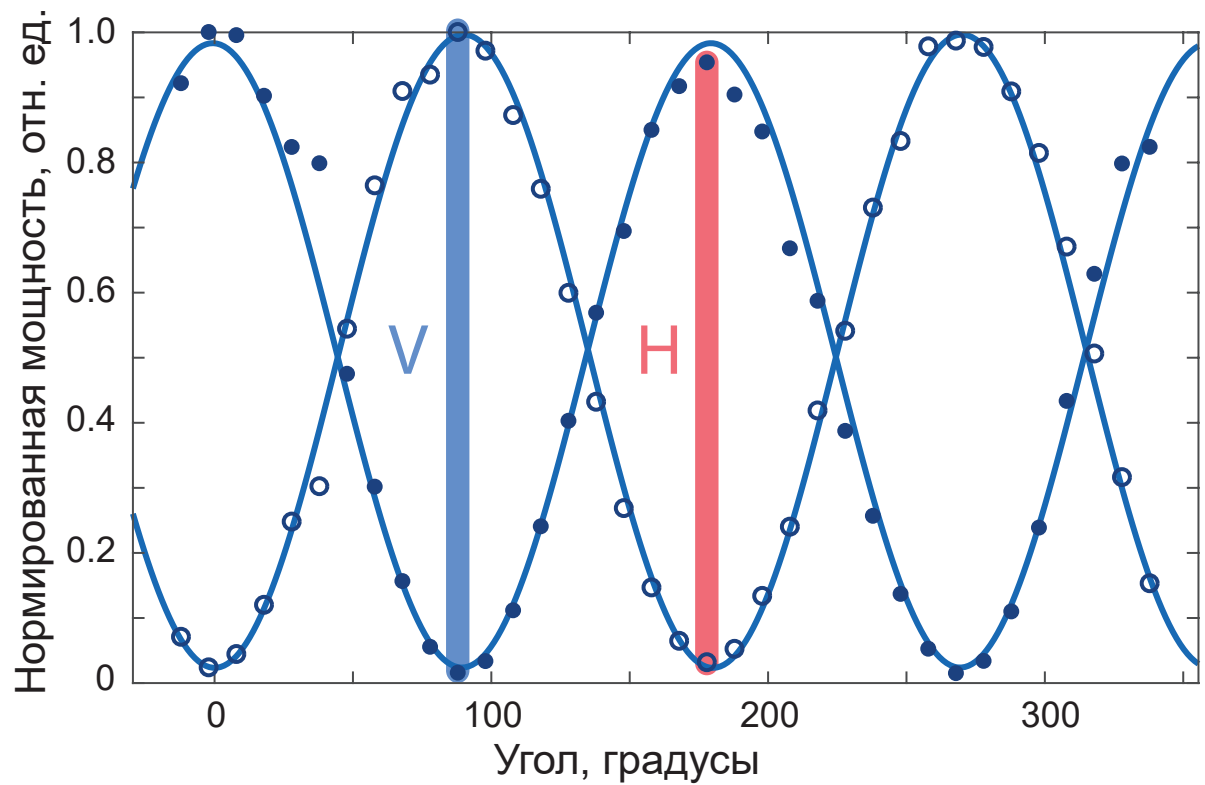


Рисунок 2.11 — Результат измерения зависимости выходной мощности в каждом из каналов поляризационного делителя (закрашенные круги - отражаемый канал, пустые круги - пропускаемый) в зависимости от угла ориентации линейной поляризации входного излучения. Сплошные линии отвечают аппроксимации экспериментальных данных с учетом неидеальных коэффициентов R_H и R_V .

Глава 3. Реконфигурируемые интегральные устройства

Технологии интегральной оптики помогают создавать масштабные оптические схемы, содержащие сотни элементов [54]. Множество современных передовых задач требуют, чтобы отдельные элементы интегральной схемы имели возможность изменять свои характеристики. С точки зрения научного сообщества доступ к перепрограммируемым интегральным структурам позволит сэкономить ресурсы на изготовление или заказ чипа в нанотехнологическом центре, поскольку реконфигурируемые чипы предоставляют функционал для проведения разных экспериментов с использованием одной универсальной структуры. Стандартная технологическая линейка, применяемая в наноцентрах, для фабрикация интегрально-оптических структур обладает всеми необходимым инструментами для изготовления реконфигурируемых чипов, поскольку аналогичные технологии требуются для производства программируемых микроэлектронных процессоров. Технология создания оптических волноводов и пассивных интегральных элементов в кварцевом стекле представлена в главе 2. В настоящей главе рассмотрим способ создания сложных перестраиваемых интегрально-оптических схем методом фемтосекундной лазерной печати.

Основной принцип, лежащий в основе функционирования большинства реконфигурируемых интегрально-оптических схем, заключается в локальном изменении показателя преломления интегральной структуры. Модификации показателя преломления можно достигнуть с помощью электрооптического эффекта [48; 50], термооптического эффекта [49], наведенных механических напряжений [100] и других методов [101]. Наиболее широкое распространение получили термооптические и электрооптические модуляторы в виду простоты изготовления и проектирования, а также широкой доступности необходимых материалов. Электрооптические устройства обладают наилучшими качествами - высокой скоростью модуляции, низким полуволновым напряжением, компактностью - что безусловно делает их самым привлекательным вариантом для внедрения в перестраиваемую схему. Тем не менее, подобные устройства создаются только с применением специализированных материалов, например, с высоким электрооптическим коэффициентом [50] или обладающих проводящими свойствами [102]. Термооптический эффект в той или иной степени представлен во всех материалах, поэтому модулятор на основе локаль-

ного нагрева можно реализовать на самых разных интегрально-оптических платформах. Материал, используемый в нашей лаборатории для создания интегральных устройств - плавленый кварц (марка JGS1, производитель AGOptics) - обладает очень низким электрооптическим коэффициентом и высоким термооптическим коэффициентом. По этим причинам естественным выбором является термооптическая модуляция создаваемых нами интегрально-оптических схем.

3.1 Термооптическая модуляция ФЛП интегральных схем

Применение интегрально-оптических схем, созданных по технологии ФЛП, для обработки информации началось относительно недавно, поскольку развитие технологии изначально двигалось в ином направлении в сторону создания волноводных структур в материалах, не подходящих для традиционных методов изготовления интегральной оптики (например, литографической технологии). Вопросы, связанные с кодированием и обработкой информации в интегральных чипах, возникли в ряде лабораторий, занимающихся квантовой оптикой. Метод лазерной печати волноводов оказался очень удобным и дешевым особенно с учетом сугубо фундаментального характера первых задач квантовой оптики, экспериментально исследованных с помощью схем в стекле [81; 82]. Бурное развитие интереса к квантовым вычислениям, в том числе на линейно-оптической платформе, подстегнуло разработку технологии в сторону создания более масштабных и перестраиваемых схем. В итоге в последние несколько лет были продемонстрированы пассивные схемы, реализующие преобразования нескольких десятков оптических мод [83], и с ростом интереса к программируемым интегрально-оптическим чипам в приложении к квантовым вычислительным задачам появились исследования способов модификации технологии для реализации реконфигурируемых структур.

В виду существования качественных режимов записи волноводов в стандартных стеклах - боросиликатном стекле (например, Corning Eagle XG или Schott Borofloat 33) и плавленом кварце (например, Corning 7980 или JGS1) - единственным вариантом активной модификации показателя преломления является термооптический эффект. Для реализации термооптически

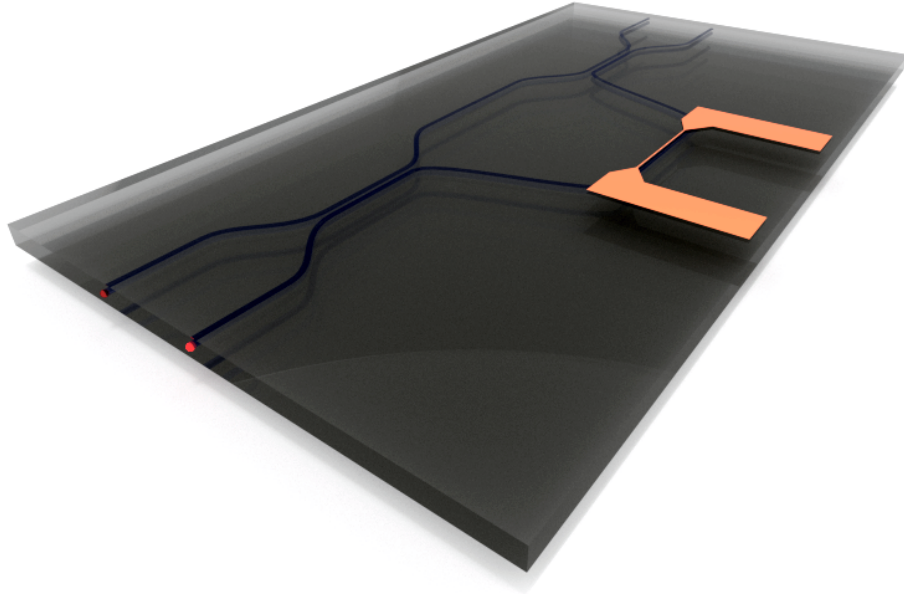


Рисунок 3.1 — Изображение базового термооптического устройства - интерферометра Маха-Цандера, одно из плеч которого нагревается с помощью тонкого металлического провода, обладающего высоким сопротивлением.

перестраиваемого устройства необходимо создать область локального нагрева, расположенную в соответствующей части интегрально-оптической схемы (см. Рисунок 3.1). Излучение, распространяющееся в собственной моде нагреваемой части волновода, приобретет набег фазы, зависящий от температуры в объеме вещества

$$E(x,y,t) = E_0(x,y)e^{i\frac{2\pi n_{eff}(\lambda,T,z)}{\lambda}z}. \quad (3.1)$$

Уравнение 3.1 призвано лишь качественно отразить влияние термооптического эффекта в одномодовом волноводе. В стационарном режиме в случае стабилизации распределения температуры внутри нагреваемого объема n_{eff} собственной моды волновода зависит только от продольной координаты z вдоль направления распространения пучка. Скорость установления стационарного режима определяется теплопроводными свойствами материала заготовки и составляет от нескольких десятков до нескольких сотен миллисекунд.

3.2 Технология создания реконфигурируемых устройств

Основной задачей модификации технологии лазерной печати является развитие метода локального нанесения нагревательного элемента. Проблема чисто техническая, поскольку требует в основном новых решений для совмещения образца и системы координат позиционера в процессе переустановки одного и того же образца. Способ создания термооптических элементов методом лазерной печати впервые был описан в работе [85]. К стандартной процедуре создания интегрально-оптических схем добавляются три дополнительных шага:

1. нанесение металлической пленки на поверхность заготовки,
2. гравировка нагревателей - тонких полосок металла, контактных площадок и разводящих проводов,
3. организация электрического интерфейса с чипом.

На примере оригинальной работы, впервые продемонстрировавшей термооптическую реконфигурацию интегральных структур, созданных методом фемтосекундной лазерной печати, рассмотрим основные этапы изготовления перестраиваемых интегральных чипов. Наша работа основана на продемонстрированных техниках и стремится улучшить основные аспекты технологии применительно к созданию реконфигурируемых устройств.

Схема нагревателей, описанная в статье [85], создана путем нанесения тонкой пленки золота на поверхность чипа вблизи которой расположена волноводная структура и гравировки длинного электрода над соответствующей частью интегральной схемы. Рассмотрим более детально процесс создания и тестирования интегральной структуры. Работа носит демонстрационный характер, поэтому выбрана самая простая структура, подвергающаяся перестройке - интерферометр Маха-Цандера. Нагреваемое плечо интерферометра расположено на глубине 25 мкм под поверхностью, тем самым распространяющееся по волноводу излучение попадает в область термооптически модулируемого материала. Здесь необходимо отметить, что минимальная глубина может быть ограничена плоскостностью (TTV - total thickness variance) используемой заготовки, которая для стандартных пластин толщиной порядка одного миллиметра составляет 20-25 мкм. Второе плечо интерферометра расположена на большей глубине, чтобы усилить локализацию модуляции в одном из плеч интерферометра. Далее на поверхность наносится пленка золота толщиной 50 нм, на

которой гравировается контур электрода и контактных площадок с помощью метода фемтосекундной лазерной абляции. Для этого используется та же самая установка, что и для формирования волноводных структур, что делает процесс изготовления полностью оптическим, за исключением нанесения металлической пленки. В представленной работе длина плеча интерферометра равнялась 20 мм, чтобы с помощью относительно небольшого нагрева (необходимо учитывать температуру в толще материала, где расположен волновод, а не температуру на поверхности) навести необходимую разность фаз между плечами. В работе не указано, каким образом выполнялось совмещение образца и системы координат позиционера после переустановки образца с нанесенной на поверхность пленкой металла. Этот шаг является наиболее трудоемким в данном технологическом процессе, поскольку требует от экспериментатора либо настройки системы машинного зрения для определения координаты структуры в образце, либо разработки специализированного метода нанесения разметочных элементов и их последующего обнаружения с точностью до нескольких микрометров. Результатом работы стала демонстрация реконфигурируемости интерферометра Маха-Цандера с помощью пропускания тока через электрод. Длительность переходного процесса переключения между выходными каналами при включении тока через нагреватель составила порядка 1 секунды.

В рассмотренном эксперименте вопрос кросс-модуляции решался путем углубления одного из плеч интерферометра относительно нагреваемого плеча. Однако, при создании схем с множеством нагревателей подобный подход может существенно усложнить изготовление интегрально-оптической структуры. Поэтому в работе [86] применили метод лазерной абляции для формирования изоляционных каналов, противодействующих утеканию тепловой энергии в направлении вдоль поверхности. Такая техника рутинно применяется в литографической технологии при создании перестраиваемых структур [103]. Сформированные каналы, во-первых, повышают локализацию нагреваемого объема и, соответственно, повышают эффективность термооптического устройства и, во-вторых, уменьшают паразитное перекрестное влияние нагревателей на участки схемы, которые в соответствии с проектом должны оставаться нетронутыми. Технология фемтосекундной лазерной печати вкупе с методами химической постобработки позволяет снизить кросс-модуляцию и существенно уменьшить количество тепловой энергии, необходимой для наведения полуволнового сдвига фаз, за счет формирования изоляционного канала вокруг всей

жилы волновода [104]. Установка такого устройства в вакуумной камере, минимизирующей теплоотдачу нагревателя в окружающее пространство, позволяет добиться значений рассеиваемой мощности для полуволнового сдвига фаз близких к рекордным.

3.3 Создание пассивной интегрально-оптической структуры 4x4 интерферометра

В своей работе мы поставили цель развить технологию изготовления интегрально-оптических интерферометров, предназначенных для произвольного преобразования входных оптических мод. Архитектура интерферометра выбрана в соответствии с работой Уильяма Клементса и соавторов [17], в которой показано преимущество симметричного расположения системы светоделителей с перестраиваемым коэффициентом деления по сравнению с оригинальной работой Микаэля Река и соавторов [16], предложивших размещать светоделители в соответствии с треугольной структурой. Симметричная схема, во-первых, позволяет уменьшить глубину схемы, а, во-вторых, улучшает качество преобразования, осуществляемого интерферометром, которое снижается в следствие асимметрично распределенных потерь в более ранней треугольной схеме. Каждый из светоделителей представляет собой интерферометр Маха-Цандера с двумя нагревательными элементами, осуществляющими настройку коэффициента деления светоделителя и разности фаз между выходными модами. Полная геометрия интегрально-оптической схемы, составленной в соответствии с архитектурой Клементса, представлена на рисунке 3.2.

Интегральная структура записана в образце из плавленого кварца (производство компании AGOptics, марка стекла JGS1) размером $100 \times 50 \times 5$ мм. Параметры режима экспозиции приведены в таблице 3. Одномодовые волноводы, созданные в данном режиме, обладают потерями при распространении излучения на длине волны 808 нм равные 0,8 дБ/см. Радиус изгиба был выбран максимально возможным с учетом полной длины стеклянной заготовки и равен 80 мм. При этой величине радиуса дополнительные потери на изгибе по-прежнему составляют пренебрежимо малую величину. Волноводная структура записывалась на глубине 20 мкм под поверхностью, чтобы обеспечить

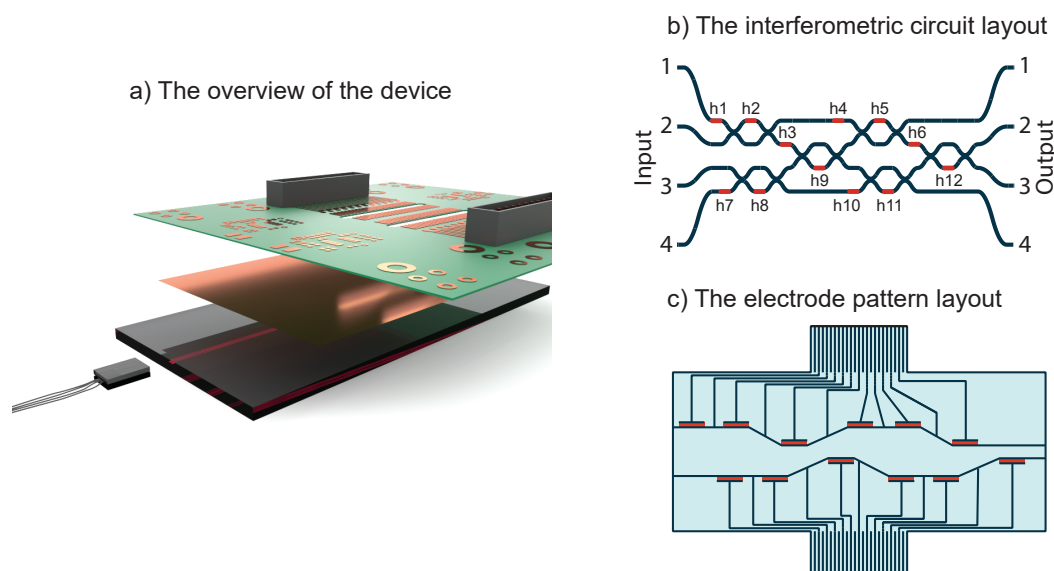


Рисунок 3.2 — Схема перестраиваемого 4x4 интерферометра. На рисунке а) представлена трехмерная модель реконфигурируемого интегрально-оптического чипа, иллюстрирующая три основных компонента система — пассивную интегрально-оптическую систему, металлическую пленку и печатную интерфейсную плату. На рисунке б) представлена схема оптической части реконфигурируемого интерферометра с указанием участков, над которыми расположены нагревательные элементы. На рисунке в) схематично изображена гравированная на поверхности металлической пленки структура, содержащая тонкие проводники с высоким сопротивлением и разводящие провода, соединяющие нагреватели с контактными площадками.

минимальное расстояние между жилой волновода и нагревательным элементом и, тем самым, снизить величину рассеиваемой мощности, необходимой для сдвига относительной фазы между плечами интерферометра Маха-Цандера на величину π . Необходимо отметить, что тонкие (≈ 1 мм толщиной) стеклянные заготовки, используемые другими группами для записи волноводов плохо подходят для создания волноводов вблизи поверхности, поскольку характеризуются низкой плоскостностью. Используемая нами конфигурация заготовки с толщиной 5 мм позволяет обеспечить плоскостность $\lambda/10$ @ 633 нм на длине 1 см, поэтому запись волноводов на глубине равной даже 5-10 мкм является экспериментально возможной. Выбор глубины 20 мкм обусловлен размером волновода, составляющим примерно 10 мкм в направлении перпендикулярном поверхности. Запись волноводов на меньших глубинах в используемом нами режиме приводила к повреждению поверхности образца.

Таблица 3 — Параметры экспонирующего пучка и экспериментальной установки, использованные при создании волноводной структуры 4x4 перестраиваемого интерферометра.

Параметр	Величина
Энергия в импульсе	178 нДж
Частота следования	3 МГц
Длительность импульса	400 фс
Длина волны	515 нм
Числовая апертура	0.5
Скорость перемещения	0.01 мм/с

Таблица 4 — Геометрические параметры интегрально-оптической схемы 4x4 перестраиваемого интерферометра.

Радиус кривизны, R	80 мм
Расстояние между волноводами на входе, D_{in}	250 мкм
Расстояние между волноводами в схеме, D_{wg}	100 мкм
Расстояние между волноводами в области взаимодействия	8,57 мкм
Длина взаимодействия, l_{int}	0
Длина плеча интерферометра, l_{arm}	2,5 мм

Калибровка геометрии сбалансированных светоделителей выполнялась аналогично экспериментам, представленным в 2. Длина взаимодействия была выбрана равной нулю, чтобы исключить эффекты анизотропии, поэтому точная подстройка геометрии выполнялась путем изменения расстояния D_{int} между волноводами в области взаимодействия. Полный список геометрических параметров структуры приведен в таблице 4.

3.4 Сборка реконфигурируемого интерферометра

Сразу после изготовления интегрально-оптической структуры в трех углах заготовки наносятся метки, позволяющие восстановить положение чипа относительно системы координаты позиционера после переустановки образца.

Для создания нагревательных элементов на образец с записанной интегрально-оптической структурой наносится пленка нихрома NiCr с помощью магнетронного напыления. Предварительно образец очищался и обезжиривался. Перед напылением образец нагревался до 150 градусов по Цельсию, чтобы увеличить адгезивные свойства поверхности, и осаждался слой металла толщиной 1 мкм. После выполнения процедуры напыления образец вновь устанавливался на позиционер, и выполнялась гравировка контуров контактных площадок, проводов разводки и тонких нагревательных элементов. Чтобы обеспечить совмещение интегральной структуры и электрической схемы, перед началом гравировки определяются координаты меток после переустановки образца. Новые координаты позволяют определить ориентацию и обеспечить корректное расположение нагревательных элементов над соответствующими участками схемы. Гравировка выполняется с помощью фемтосекундного лазерного излучения на длине волны 515 нм с частотой следования импульсов 1 МГц и энергией в импульсе 50 нДж, сфокусированного с помощью объектива с числовой апертурой 0,7. Нагревающиеся участки электродов имеют длину 3 мм и ширину 50 мкм. Схема гравировки приведена на рисунке 3.2с. Величины сопротивлений нагревательных элементов варьируются от 350 Ом до 1150 Ом. Большой разброс в величинах сопротивлений появляется в результате неравномерности толщины нанесенной металлической пленки и локальных дефектов в пленке. Для обеспечения электрического контакта с 12-битным цифровым программируемым источником постоянного тока используется печатная плата с припаянными пружинными металлическими контактами. Вся интегрально-оптическая система в сборе устанавливается на платформу с термостабилизацией и поддерживается при температуре 18^{deg} C. Схема общего вида устройства приведена на рисунке 3.2а.

3.5 Настройка реконфигурируемого интерферометра

В этом разделе будут описаны подходы к настройке реконфигурируемого интерферометра, созданного по технологии фемтосекундной лазерной печати. На первом этапе мы попытались выполнить настройку стандартным способом: получить калибровочные кривые для зависимостей фаз, вносимых каждым мо-

дулятором, от пропускаемых через нагревательные элементы токов. Однако в процессе работы выяснилось, что в системе имеют место очень высокие кросс-воздействия нагревателей на участки интерферометра, которые в соответствии с дизайном реконфигурируемой схемы не должны подвергаться влиянию. Исходя из этого факта мы приняли решение использовать адаптивный алгоритм настройки теплового распределения, задающего конфигурацию интерферометра. В разделе будут описаны детали выполнения калибровочных измерений, адаптивный алгоритм настройки интерферометра для воспроизведения желаемого распределения интенсивностей на выходе, а также приведены полученные экспериментальные результаты.

3.5.1 Калибровка термооптических модуляторов

Для тестирования реконфигурируемого интегрально-оптического устройства использовалась простая экспериментальная установка: лазерное излучение на длине волны 808 нм подавалось на вход чипа с помощью массива одномодовых волокон, геометрически сопряженных с торцами волноводов на входной грани чипа. На выходе излучение собиралось с помощью многомодового массива оптических волокон, подключенных к цифровым фотодиодам. Для характеристики устройства использовались следующие параметры:

- качество воспроизведения заданного распределения интенсивности в выходных каналах интерферометра,
- время переключения t_1 одного термооптического модулятора,
- время переключения t_2 между различными распределениями интенсивности, пользуясь подобранными настройками для токов, протекающих через нагреватели.

Измерение времени переключения t_1 выполнялось путем перевод контроллера тока в режим импульсной подачи тока на нагреватель h8 (рисунок 3.2b) и измерении временной зависимости интенсивности на выходе канала номер 4. Временная зависимость регистрировалась с помощью аналогового фотодиода с предусилителем сигнала, подключенного к осциллографу. Сигнал с детектора (рисунок 3.3 а)) позволяет определить временную характеристику t_1 при отклике интерферометра на термооптическое воздействие с помощью одного

модулятора. Время переключения t_1 определяется по интервалу времени, требующемуся для переключения между уровнями 10% и 90%. Это время отличается для процессов связанных с включением нагревателя (нагревом) и выключением нагревателя (охлаждением) и составляет $t_1^h = 13$ мс и $t_1 = 10$ мс. Время t_1 оказалось значительно меньше, нежели результаты опубликованные в работах [85; 86]. По нашему мнению основных причин существенно улучшения этой характеристики две. Первая причина связана с использованием достаточно толстых оптических заготовок толщиной 5 мм, что позволяет обеспечить хорошую плоскостность на уровне $\lambda/10@633$ нм. Благодаря этому волноводы можно записывать гораздо ближе к поверхности чипа без дефектов в волноводной жиле, связанных с неровностью поверхности заготовки. Вторая причина улучшения кроется в гораздо более высоком термооптическом коэффициенте плавленого кварца по сравнению с боросиликатным стеклом. Переключение интерферометра происходило в стабильном режиме, и не наблюдались длительные переходные процессы, которые могли помешать дальнейшей настройке интерферометра.

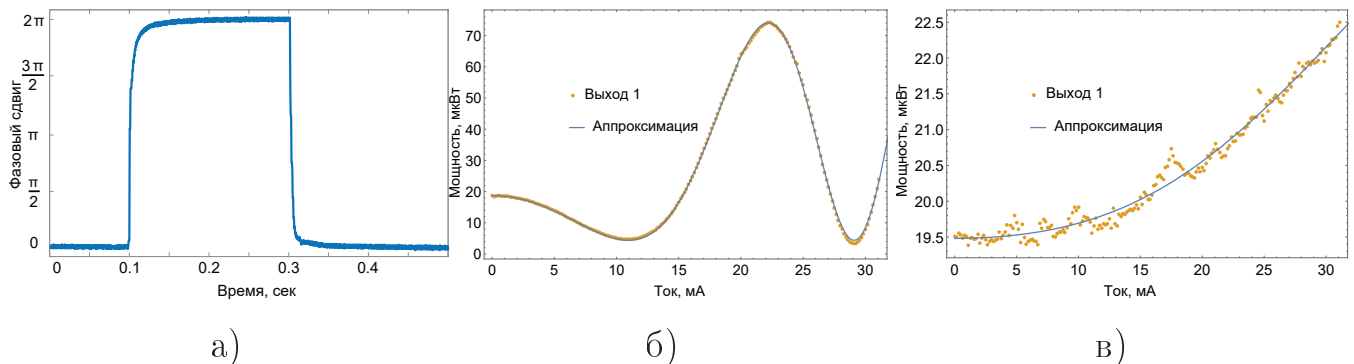


Рисунок 3.3 — На рисунке а) представлена зависимость оптической мощности на выходе номер 4 при воздействии на нагреватель h8 прямоугольным импульсом тока. На рисунке б) представлена зависимость оптической мощности на выходе канала 3 от тока, подаваемого на нагреватель h8. На рисунке в) представлена картина зависимости мощности на выходе канала 1 от тока, подаваемого на нагреватель h1, отражающая эффект кросс-воздействия в реконфигурируемом интерферометре.

Далее были проведены калибровочные измерения для определения соответствия между выставляемыми контроллером токами через нагреватели и соответствующими вносимыми фазовыми сдвигами между плечами интерферометра. Кроме того, калибровка нагревательных элементов позволяет определить минимальный ток, достаточный для сдвига фаз на величину 2π

необходимую для полного перепрограммирования интерферометра, который можно использовать для ограничения сверху величин устанавливаемых токов. Такая мера позволяет избежать излишнего нагрева, который может привести к нестабильности установки фаз, и помогает продлить рабочий цикл нагревательных элементов. На рисунке 3.3 б) представлена зависимость мощности на выходе канала 3 при последовательном изменении тока на нагревателе h8 с шагом 0.15 мА. Аппроксимация измеренной зависимости с помощью функции

$$\varphi(I) = \alpha + \beta I^2 + \gamma I^3 \quad (3.2)$$

позволяет рассчитать величину тока, соответствующего сдвигу фаз на 2π , и рассчитать необходимую для этого рассеиваемую мощность на выбранном нагревателе. Аппроксимация экспериментальных данных с помощью уравнения 3.2 дает оценку величины $\beta = (7.45 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ рад/мА². Для оценки величины кросс-воздействия, проявляющего себя в паразитных сдвигах фаз, связанных с нагревом соседних термооптических модуляторов, мы измерили аналогичные зависимости при пропускании тока через нагревательные элементы, нагрев которых в соответствии с дизайном не должен приводить к перераспределению оптической мощности между выходными каналами. Например, на рисунке 3.3 в) представлена картина зависимости интенсивности на выходе канала 1, когда излучение подается во входной канал номер 2 и ток пропускается через нагреватель h1. Несмотря на то, что h1 не должен влиять на распределение излучения между каналами интерферометра, в силу сравнимых величин ширины нагревателя (50 мкм) и расстояния между волноводами (100 мкм) тепловое распределение в объеме интегрально-оптической структуры захватывает область интерферометра, в которой сдвиг фаз между каналами приводит к перераспределению энергии. Полученная величина β для кросс-воздействия оказалась всего в несколько раз меньше величины, описывающей корректное воздействие нагревателя, и поэтому кросс-воздействия невозможно считать пренебрежимо малыми, что значительно усложняет калибровку устройства.

3.5.2 Оптимизационный алгоритм настройки

Архитектура созданного многопортового интерферометра должна позволять реализацию произвольного унитарного преобразования, связывающего входные и выходные моды устройства. Интегрально-оптические чипы, созданные по технологии литографии, обладают более высокой точностью воспроизводимости параметров отдельных элементов схемы, например, направленных светоделителей, которые играют ключевую роль в обеспечении высокой точности всего многоканального преобразования. В таких устройствах обычно достаточно калибровочных измерений для каждого термооптического модулятора, чтобы эффективно запрограммировать устройство. Технологический процесс ФЛП позволяет добиться повторяемости оптических характеристик направленного светоделителя, например, коэффициента отражения, вплоть до нескольких процентов, что может снизить качество преобразования интерферометра Маха-Цандера и существенно осложнить выбор правильных величин фазовых задержек, определяющих полное преобразование многоканального интерферометра. По этой причине в текущей работе мы используем адаптивный алгоритм настройки интерферометра. Нас будут интересовать только настройка распределения интенсивности между выходными каналами, а настройка полного унитарного преобразования с учетом фазовых соотношений будет проведена в последующих работах.

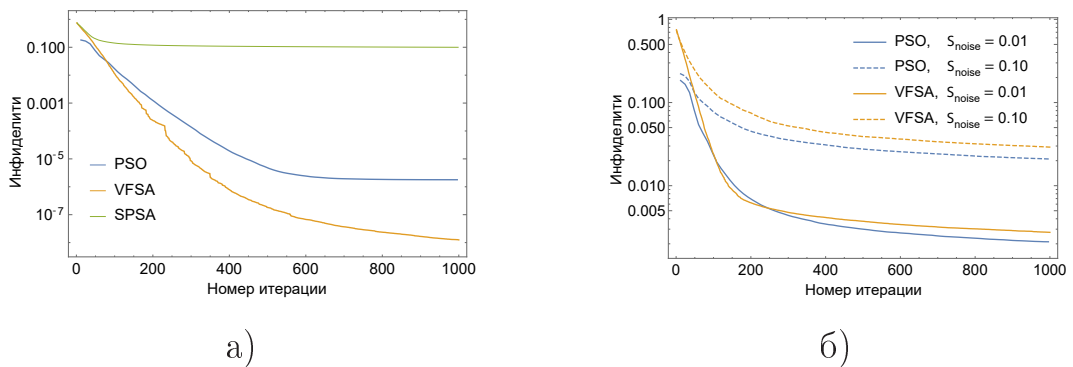


Рисунок 3.4 — На рисунке а) представлена сравнительная картина сходимости различных алгоритмов, используемых для настройки необходимого выходного распределения мощности в численной симуляции эксперимента. На рисунке б) представлена численная симуляция сравнительной картины сходимости различных алгоритмов с учетом шума измерений величин выходной мощности.

Адаптивная настройка термооптических переключателей заключается в пошаговом подборе токов I_i , протекающих через нагреватели. На каждом шаге конфигурация токов $\{I_i\}$ определяет набор фазовых задержек $\{\varphi_i\}$, задающих выходное распределение интенсивности излучения при известном входном распределении. Процедура адаптивной настройки и тестирования выглядит следующим образом:

1. Лазерное излучение вводится в i -ый входной порт интерферометра.
2. Измеряются нормированные на суммарную мощность значения мощностей S_j на выходе каждого из каналов.
3. Токи $\{I_i\}$ изменяются в соответствии с выбранным алгоритмом оптимизации таким образом, чтобы минимизировать разницу между выходными нормированными мощностями S_j и желаемым распределением $\tilde{S}_j$.
4. Процедура останавливается, если разница между измеренным распределением и заданным достаточно мала. В противном случае шаги 2 и 3 повторяются.

Реализация адаптивной настройки требует выбора двух элементов - функции ошибок и алгоритма оптимизации. В качестве функции ошибок будем использовать величину инфиделити, определяющую разницу между классическими распределениями вероятности:

$$1 - F = 1 - \left(\sum_{j=1}^N \sqrt{S_j \tilde{S}_j} \right)^2. \quad (3.3)$$

Нормированные мощности S_j определяются с помощью измеренных значений следующим образом:

$$S_j = \frac{I_j - I_j^{bg}}{\sum_{j=1}^4 (I_j - I_j^{bg})}, \quad (3.4)$$

где I_j^{bg} - уровень шумовой мощности в канале j при отсутствии лазерного излучения на входе в чип.

Функция 3.3 зависит от 12 параметров - токов через каждый из нагревателей. Для определения минимума многопараметрической функции ошибок мы использовали алгоритм глобальной оптимизации, поскольку более простые алгоритмы склонны находить локальные экстремумы функции. В большинстве случаев проблема решается посредством многократного запуска алгоритма

оптимизации и выбору минимального найденного значения функции и соответствующего набора величин переменных функции. Однако, в случае когда расчет функции ошибок выполняется с помощью физического устройства, выполнить многократный поиск не всегда оказывается наилучшим вариантом из-за ограниченной надежности экспериментального устройства. В ходе работы мы изготовили порядка 10 копий интерферометра, некоторые из которых оказались практически неработоспособными из-за проблем с долговечностью металлической пленки, сформированной с помощью имеющейся в доступе установки для магнетронного напыления. Поэтому мы приняли решение выбрать наиболее эффективный оптимизационный алгоритм, который позволил бы нам выполнять настройку, осуществляя минимальное количество обращений к чипу. Мы остановились на трех алгоритмах оптимизации: методе стохастической аппроксимации с одновременным возбуждением (simultaneous perturbation stochastic approximation, SPSA) [105], методе роя частиц (particle swarm optimization, PSO) [106] и очень быстрой симуляции отжига (very fast simulated annealing, VFSA) [107]. Наилучший алгоритм должен обеспечивать сходимость к минимальному значению функции ошибок за наименьшее число вызовов функции ошибок.

Для тестирования алгоритмов оптимизации была проведена серия численных симуляций. Величину S_j можно вычислить, зная матрицу унитарного преобразования интерферометра:

$$S_j = S_{ij} = |u_{ij}|, \quad (3.5)$$

где u_{ij} - элементы унитарной матрицы U интерферометра. Элементы U определяются фазовыми сдвигами $\{\varphi_i\}$ в соответствии с архитектурой интерферометра, изображенной на рисунке 3.2. В численной симуляции реконфигурируемого интерферометра мы использовали самую простую зависимость фазового сдвига, вносимого термооптическим модулятором, от пропускаемого тока

$$\varphi_i = \sum_{j=1}^{12} \beta_{ij} I_j^2. \quad (3.6)$$

В симуляциях мы не учитывали влияние кросс-воздействий, а также дополнительных особенностей зависимости фазы от тока, например, в виде

линейного и кубического членов в уравнении 3.2. Оба упрощения численной модели реконфигурируемого интерферометра оправданы, поскольку эта модель используется лишь для относительно грубой сортировки численных алгоритмов и настройки их параметров. Более тонкая настройка параметров алгоритма оптимизации в любом случае проводится с использованием исследуемого реконфигурируемого устройства, и в таком случае все неидеальности учитываются автоматически.

Мы провели сравнение алгоритмов SPSA, PSO и VFSA на примере поиска конфигурации фазовых задержек, реализующих на выходе конфигурацию $\tilde{S} = \{1,0,0,0\}$ при условии, что на входе излучение подается в порт номер 2. Графики сходимости алгоритмов, усредненные по 1000 запусков с различной начальной точкой, приведена на рисунке 3.4 а). По результатам симуляций можно сделать следующие выводы:

- Алгоритм SPSA не относится к числу алгоритмов глобальной оптимизации, но для некоторых задач его удается настроить достаточно хорошо, чтобы обеспечить быструю сходимость и достаточно высокую точность достижения минимума. Однако для исследуемой оптимизируемой функции 3.3 алгоритм продемонстрировал наихудшую сходимость. Такое поведение может быть связано с наличием локальных минимумов, в которые чаще всего попадает алгоритм.
- Несмотря на то, что алгоритм PSO относится к семейству алгоритмов глобальной оптимизации, нам не удалось настроить его наилучшим образом. Тем не менее, как будет показано далее, именно этот алгоритм демонстрирует наилучшую сходимость в случае учета шумов в численных экспериментах.
- Алгоритм VFSA продемонстрировал наилучшие результаты и использовался для получения результатов в большинстве экспериментов с интегрально-оптическим чипом.

Для проверки алгоритмов VFSA и PSO в более приближенных к экспериментальным условиям были выполнены численные симуляции с учетом шума при регистрации нормированных мощностей S_j . Шум моделировался с помощью самой простой модели:

$$S'_i = S_i + \Delta, \quad (3.7)$$

в которой случайная величина Δ равномерно распределена в интервале $\Delta \in [-S_{noise}, S_{noise}]$. Параметр S_{noise} определяет величину шума при измерении интенсивности. После добавления случайных добавок к компонентам вектора S_i новый вектор S' перенормируется. Результат численных экспериментов с добавлением шума различной амплитуды представлен на рисунке 3.4 б). В реальном эксперименте уровень измеряемой мощности на выходе интерферометра достаточно высок (суммарная мощность порядка нескольких сотен микроватт) относительно минимальной детектируемой мощности (порядка 1 нВт), поэтому шумовые эффекты проявляются в основном при поиске выходных распределений, в которых некоторые из компонент близки к нулю. Поскольку VFSA и PSO продемонстрировали сравнимую сходимость при наличии шума в измерениях, в эксперименте тестировались оба алгоритма. Основным алгоритмом оптимизации был выбран VFSA. В случаях, когда основной алгоритм не мог найти подходящую конфигурацию токов для реализации заданного $\tilde{S}$, применялся второй алгоритм, и выбирался наилучший из полученных результатов. В качестве оптимальной выбиралась конфигурация токов $\{I_i\}$, соответствующая минимальному найденному значению $1 - F$ в течение N итераций алгоритма. Оптимальное значение далеко не всегда соответствовало значению $1 - F$ на последней итерации.

3.5.3 Тестирование реконфигурируемой структуры

Прежде чем приступить к экспериментам по настройке заданных выходных распределений мощности, мы измерили время, которое требуется для стабилизации температурного распределения при задействовании всех нагревательных элементов. Процедура измерения состояла в следующем. Для выбранного $\tilde{S}$ запускалась процедура оптимизации, при этом задавался интервал времени t_2 между включением нагревателей и измерением мощностей на выходе. В ходе алгоритма записывалась конфигурация токов I_{best} через нагреватели, соответствующая минимальному значению $1 - F$ для вектора S_{best} . После завершения N итераций оптимизационного алгоритма через нагреватели интерферометра пропускались токи I_{best} и измерялся вектор S_{final} . Для каждого значения t_2 проводилось 25 таких оптимизационных процедур, каждая и

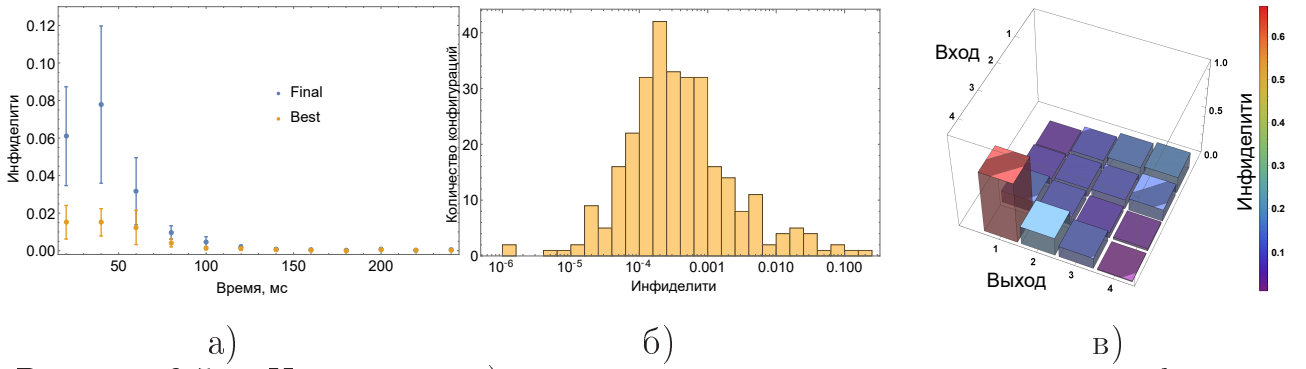


Рисунок 3.5 — На рисунке а) представлена зависимость величин инфиделити полученных в ходе выполнения оптимизационной процедуры и при установлении найденной оптимальной конфигурации токов по истечению процедуры от времени между переключениями тока в ходе процедуры оптимизации. Исходя из полученных результатов можно сделать вывод, что время установления стабилизированного распределения температуры в чипе оказывается больше времени переключения одиночного интерферометра Маха-Цандера, измеренного по уровню 10% – 90%. Для выполнения дальнейших экспериментов по настройке на основе полученных данных было выбрано время между последовательными переключениями равное 180 мс. На рисунке б) представлена гистограмма величины инфиделити $1 - F$, измеренная при настройке интерферометра для генерации случайных распределений мощности на выходе. На рисунке в) представлена двумерная гистограмма величины инфиделити $1 - F$, отвечающая качеству переключения мощности излучения, подаваемого в один из входных каналов и перенаправляемого в выбранный выходной канал.

которых включала 300 обращений к интерферометру. На рисунке 3.5 а) представлены результаты эксперимента для различных величин интервала времени t_2 . Видно, что для небольших значений $t_2 < 100$ мс величины $(1 - F)_{best}$ и $(1 - F)_{final}$, рассчитанные для распределений S_{best} и S_{final} , соответственно, существенно отличаются и обладают большим разбросом. Этот факт связан с тем, что небольшие интервалы времени t_2 оказываются недостаточными для стабилизации теплового распределения и следовательно фазовых компонент $\{\varphi_i\}$ между плечами интерферометра. В этом случае, при установке токов I_{best} после процедуры оптимизации тепловое распределение не успевает стабилизироваться и измеряемый выходной вектор S_{final} отличается от S_{best} . При увеличении t_2 разница между двумя распределениями постепенно становится пренебрежимо малой. В дальнейших экспериментах по настройке интерферо-

метра мы использовали значение $t_2 = 180$ мс, при котором разница между S_{final} и S_{best} становится минимальной и более не изменяется при увеличении t_2 . Время стабилизации t_2 оказалось существенно больше времени переключения отдельного интерферометра $t_1 = 10$ мс. Большое отличие объясняется, во-первых, методом измерения и, во-вторых, конструктивными особенностями реконфигурируемых интегрально-оптических чипов, созданных методом ФЛП. Время t_1 измерялось как интервал переключения между относительными уровнями 10% и 90% на выходе интерферометра, аналогично работе [85], чтобы обеспечить корректное сравнение результатов. Время t_2 в свою очередь измеряется с учетом стабилизации теплового распределения. Если обратить внимание на оптический отклик на импульс тока, представленный на рисунке 3.3, то можно увидеть, что как при нагреве, так и при охлаждении наблюдается медленный процесс стабилизации по порядку величины соответствующий 100-150 мс. Такое длительное время стабилизации скорее всего связано с конструктивными особенностями. Размер нагревательных элементов в данных схемах является достаточно большим (длина 3 мм, ширина 50 мкм), что означает, что нагреваемая область при пропускании всех 12 токов оказывается достаточно большой и следовательно процесс стабилизации температурного распределения будет более инерционным. Кроме того, толщина чипа также влияет на данный процесс, поскольку для стабилизации тепловой поток должен достигнуть термостата, который расположен на глубине 5 мм, относительно поверхности чипа.

Чтобы проверить качество реконфигурируемого интерферометра, мы провели две серии экспериментов: настройка интерферометра для воспроизведения случайно выбранных выходных распределений мощности и настройка интерферометра в режим переключения излучения из заданного входного канала в заданный выходной канал. Результат настройки для генерации случайных распределений показан на рисунке 3.5 б). Подбор фазовых сдвигов в этом случае оказался достаточно простой задачей и, как видно из гистограммы, большинство распределений удалось настроить с высокой точностью. В основном такая высокая средняя точность связана с тем, что случайным образом достаточно сложно выбрать конфигурации мощности на выходе, которые действительно существенно зависят от дефектов изготовления оптической схемы. В частности к таким распределениям относятся те, в которых встречается нулевой или близкий к нулю элемент. По этой причине мы провели дополнительный тест на переключение между каналами. Выполнение переключения с высоким

качеством требует, чтобы все интерферометры Маха-Цандера в схеме функционировали с высокой видностью. Результат настройки интерферометра в режим переключателя представлен на рисунке 3.5 в). В этом эксперименте уже не удастся достигать низких значений инфиделити на уровне $10^{-3} - 10^{-4}$. Для любой выбранной конфигурации входного порта i и выходного порта j свет должен пройти минимум через два интерферометра и, следовательно, ошибка будет накапливаться. В процессе эксперимента удалось обнаружить, что интерферометр, управляемый нагревателем $h5$, изготовлен с существенным дефектом, который препятствует качественному воспроизведению одной из конфигураций переключения. Наличие заметных дефектов можно объяснить длительным временем изготовления структуры. В использованном режиме полное время записи интегрально-оптической системы составило примерно 8.5 часов. Поскольку процесс проводился в лабораторном помещении, в котором отсутствует стабилизации температуры окружающей среды, а также не выполняются требования к чистым помещениям, то в течение такого длительного промежутка времени могло произойти изменение режима печати, связанное с температурными флуктуациями компонентов лазерной системы. Такие изменения приводят к флуктуациям мощности излучения, что в свою очередь влияет на эффективный индекс собственной моды в волноводе и величину константы связи между волноводами и, следовательно, неправильному коэффициенту деления. Кроме того не исключены более тривиальные эффекты, например, попадание частичек пыли на образец.

3.6 Выводы по главе

Основным результатом работы является демонстрация потенциала технологии фемтосекундной лазерной печати создания реконфигурируемых интегрально-оптических структур. На момент написания работы были продемонстрированы лишь простейшие эксперименты по реконфигурации отдельных интерферометров Маха-Цандера. Мы показали, что технология пригодна для создания более масштабных программируемых интегрально-оптических структур, а также провели анализ характеристик реконфигурации. В нашей технологии удалось повысить время переключения одиночных элементов схемы

до $t_1 = 10$ мс, а также оценить время стабилизации $t_2 = 180$ мс температуры, ответственное за установление устойчивой конфигурации интерферометра. Результаты экспериментов по реконфигурации системы в классическом режиме демонстрируют, что технология в данный момент недостаточно стабильна, чтобы позволять выполнять произвольные преобразования с высокой точностью. В частности, проблемы с изготовлением интерферометров Маха-Цандера в составе больших интегрально-оптических систем могут помешать выполнению квантовых оптических экспериментов, в которых требуется реализация однокубитных измерений в базисе матриц Паули. В дальнейших исследованиях будет улучшена технология записи интегрально-оптических элементов, а также будут проведены испытания подобных устройств с точки зрения реализации комплексных матриц перехода.

Глава 4. Проектирование квантовых линейно-оптических устройств

Вероятностные перепутывающие гейты можно поделить на два класса: гейты с постселекцией и гейты с оповещением (heralded gates). Обнаружение успешного исхода гейта с постселекцией происходит в самом конце эксперимента и выполняется посредством детектирования всех фотонов. Как следствие, такие гейты нельзя объединять в последовательные цепи преобразований, поскольку на вход каждого гейта обязательно должно подаваться состояние, закодированное в логическом базисе, но этому условию невозможно удовлетворить с помощью гейтов с постселекцией. Унитарная эволюция входного состояния приводит к возникновению компонент в выходном фоксовском состоянии, которые не принадлежат выбранному логическому базису. В недавней работе [29] приводится доказательство невозможности создания произвольных многофотонных перепутанных состояний с помощью гейтов только с постселекцией. Поскольку успешный результат срабатывания гейта в процедуре постселекции можно выявить только после того, как все фотоны зарегистрированы, оптическая система, реализующая такой гейт, обязательно должна обладать очень низкими потерями, чтобы обеспечить эффективную генерацию всех фотонов. В случае схем с постселекцией для реализации более сложных гейтов, чем простые двухкубитовые операции, это ограничение становится очень существенным. По рассмотренным выше причинам гейты с постселекцией не подходят для создания полномасштабного квантового компьютера, хотя известны примеры, когда увеличения размерности системы без практического снижения эффективности удавалось добиться, задействуя различные степени свободы фотонов.

Гейты с оповещением задействуют группу дополнительных фотонов, которые служат для генерации сигналов об успешном срабатывании (рис. 4.1). При этом фотоны, кодирующие информацию, не затрагиваются. Новый принцип отслеживания корректных срабатываний гейтов в корне меняет принципы конструирования квантового компьютера. Гейты с оповещением избавляют от необходимости измерения всех фотонов одновременно, чтобы выполнить постселекцию. С кубитами, преобразуемыми гейтами с оповещением, можно работать независимо, поскольку оповещающие сигналы всегда позволят выделить только полезные исходы. В частности можно выполнять измерения над кубитами, не

дожидаясь успешного срабатывания всех остальных гейтов в схеме. Благодаря этому факту удастся существенно снизить требования к оптическим потерям в процессоре. Кроме того, в современной модели линейно-оптического квантового компьютера [2] каждый фотон пролетает лишь через ограниченное и достаточно небольшое - порядка 2 десятков - число оптических элементов, что в принципе позволяет ввести порог на минимальную величину оптических потерь. Достижение этого порога будет означать, что компьютер можно увеличивать в размере и потери не будут более ограничивать его работоспособность. В этой главе будем рассматривать только гейты с оповещением.

В литературе известно не так много результатов, демонстрирующих схемы перепутывания с высокой вероятностью. Наибольшие интерес представляют схемы, использующие факторизованные состояния вспомогательных фотонов, поскольку на текущий момент такие состояния проще всего приготовить в эксперименте с достаточно высокой эффективностью [108]. Первый пример двухкубитного гейта CZ с оповещением приводится в основополагающей работе Книллы, Лафламма и Милберна [30] и обладает вероятностью успеха $1/16$. Позднее Книллу удалось показать, что в случае с двумя дополнительными фотонами оптимальная вероятность CZ гейта составляет $2/27$ [31], а вероятность успешного срабатывания линейно-оптического двухкубитного CZ гейта с произвольной конфигурацией оптической системы и произвольным числом дополнительных фотонов не может превышать $3/4$ [32]. Спектр задач не ограничивается только поиском оптимальных конфигураций для многофотонных гейтов. Вопрос эффективного с точки зрения вероятности приготовления заданных перепутанных состояний не менее актуален особенно в свете реализации баллистической модели оптического квантового компьютера. Для корректного запуска вычислительной процедуры в такой модели необходимо сформировать вычислительное кластерное состояние, которое последовательно "сшивается" из небольших перепутанных состояний - микрокластеров. В известном примере, показанном группой Терри Рудольфа [2], в качестве исходных микрокластеров используются трехфотонные состояния типа Гринбергера-Хорна-Цайлингера (ГХЦ). Такие состояния должны возникать с вероятностью близкой к 1, и в данный момент не существует способа сгенерировать такое состояние напрямую с высоким качеством с помощью какой-либо квантовой системы. Решением проблемы видится использование вероятностных схем генерации заданных состояний и применение схем мультиплексирования для повышения вероятности. На данном этапе

имеет смысл задумываться о приготовлении элементарных перепутанных квантовых состояний, например, двухфотонных состояний Белла или трехфотонных ГХЦ состояний (далее 3-ГХЦ), поскольку эти состояния имеют непосредственное применение в баллистической модели квантовых вычислений. Наиболее эффективная схема приготовления состояний Белла с вероятностью $3/16$ продемонстрирована в эксперименте в работе [109]. Генерация ГХЦ состояний гораздо сложнее и для общего случая произвольного числа фотонов известно лишь несколько результатов [110;111]. Наивысшая вероятность успеха для генерации 3-ГХЦ с помощью линейной оптики опубликована в работе [110] и составляет $1/256$ в отсутствии постпреобразования состояния и $1/32$, если разрешена связь с опережением. Под связью с опережением (feedforward) понимается активное преобразование оптической схемы, руководствуясь конфигурацией зарегистрированных сигналов оповещения.

Пошагового рецепта проектирования линейных оптических схем для реализации желаемых многокубитных операций пока не существует. В литературе представлены несколько подходов к решению задачи. Тем не менее, если задаться целью отыскать линейно-оптическую схему обеспечивающую максимальную вероятность, нужно рассматривать более общий подход. Линейно-оптическое преобразование входного фоковского состояния до заданного выходного можно представить в виде системы полиномиальных уравнений [33], для которой можно построить решение методами символьных вычислений. К сожалению, алгоритм построения решения - алгоритм Бухбергера - принадлежит к классу EXPSPACE алгоритмов с экспоненциальной зависимостью объема памяти от размера исходных данных. Решения таких систем находить крайне трудно, и для систем, соответствующих интересующим нас интерферометрам (10-20 оптических мод, 4-10 фотонов) выполнить расчет в обозримое время даже с использованием вычислительных кластеров не представляется возможным.

Поиск оптимального унитарного преобразования интерферометра можно переформулировать в терминах оптимизационной задачи, минимизирующей функцию, включающую фиделити выходного состояния относительно заданного и вероятность успеха [112]. В этом случае элементы матрицы линейно-оптического преобразования U выступают в качестве оптимизируемых параметров. Таким способом удастся частично решить проблемы ресурсоемких вычислений, но при этом теряется гарантия оптимальности найденного преобразования. В некоторых случаях удастся свести поиск к задаче полуопределенного програм-

мирования и выпуклой оптимизации [113] и получить оптимальный результат с уверенностью, но такие случаи встречаются редко.

В этой главе рассмотрим вопрос определения конфигурации линейно-оптической схемы для приготовления 3-ГХЦ состояния с максимальной вероятностью.

4.1 Формулировка оптимизационной процедуры

Рассмотрим вопрос о нахождении унитарного преобразования $\mathcal{U}$ исходного сепарабельного фоковского состояния N_{ph} в $N + M$ модах,

$$|\psi_{in}\rangle = \prod_{k=1}^{N_{ph}} a_{i_k}^\dagger |0\rangle^{\otimes [N+M]}, \quad (4.1)$$

такого, чтобы определенные паттерны измерения во вспомогательных модах M сигнализировали о возникновении желаемого N -модового целевого состояния с максимальной вероятностью. Схема оптического устройства представлена на рисунке 4.1.

Наибольший интерес представляет генерация максимально перепутанных двух- и трехфотонных целевых состояний (семейства состояний Белла и ГХЦ). Будем считать, что в схеме 4.1 детекторы обладают возможностью разрешения нуля, одного или более одного фотона. Этого условия достаточно, чтобы ограничиться рассмотрением вспомогательных состояний в модах M с не более чем одним фотоном в любой из мод. Преобразование $\mathcal{U}$ в фоковском пространстве состояний фотонов в схеме связано с унитарной матрицей U линейно-оптического интерферометра, преобразующей операторы рождения фотонов в модах интерферометра. Матричные элементы оператора $\mathcal{U}$ зависят от перманентов подматриц, построенных из элементов матрицы U [114].

Количественное описание процесса генерации заданного состояния на выходе строится с помощью двух величин:

$$\begin{aligned} P_a &= \sum_m |\langle m, a | \mathcal{U} | \psi_{in} \rangle|^2, \\ \mathcal{M}_{t,a} &= P_a^{-1} |\langle t, a | \mathcal{U} | \psi_{in} \rangle|^2, \\ |m, a\rangle &= |m_1, \dots, m_N, a_1, \dots, a_M\rangle. \end{aligned} \quad (4.2)$$

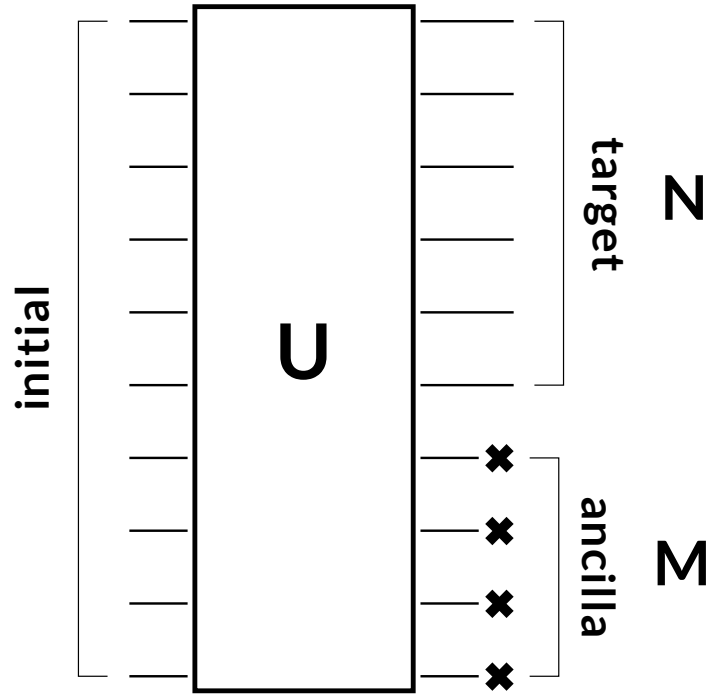


Рисунок 4.1 —]

На рисунке изображена общая схема линейно-оптической системы. Входное фоковское состояние инициализируется в $M + N$ входных модах. В первых N модах кодируется искомое состояние $|\psi_t\rangle$, а последние M мод подключены к детекторам с разрешением по числу фотонов. Регистрация определенного фоковского состояния в M модах сигнализирует об успешном приготовлении состояния $|\psi_t\rangle$.

Величина P_a обозначает вероятность возникновения состояния $|a\rangle$ в выходных модах M . Выражение $\mathcal{M}_{t,a}$ отражает степень перекрытия состояния, возникающего в модах N при регистрации вспомогательного состояния $|a\rangle$. Число детектируемых фотонов во вспомогательной подсистеме равно $M_{ph} = \sum_i a_i$. Генерация с вероятностью P_a заданного целевого состояния соответствует нахождению в a -ом столбце матрицы $\mathcal{M}$ единственного единичного элемента, остальные элементы столбца равны нулю. Если целевых состояний несколько, то результирующая вероятность равна сумме соответствующих вероятностей P_a . Итак, задача сводится к определению набора допустимых вспомогательных состояний $\mathcal{A}(U)$ и унитарного преобразования U , которые

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(U) &= \{a | \exists t^* : \mathcal{M}_{t^*,a}(U) = 1\}, \\ U &= \arg \max_V \sum_{a \in \mathcal{A}(V)} P_a(V). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Решение задачи 4.3 не единственно, поэтому логично добавить дополнительную метрику для отбора подходящей U . С экспериментальной точки зрения

наиболее естественное требование к матрице U - это простота реализации. Проще всего реализовать схему в которой содержится минимум нетривиальных компонентов. В нашем случае в качестве компонентов выступают $U(2)$ светоделители с заданными коэффициентами деления. В литературе можно найти разнообразные способы оптической реализации унитарных матриц [16; 17], но мы остановимся на наиболее наглядном

$$U(N) \ni U = D T_1^{n_1, m_1} \dots T_Q^{n_Q, m_Q}, \quad (4.4)$$

где $Q = N(N - 1)/2$, D - диагональная матрица фазовых сдвигов и $T^{n, m}(\theta, \varphi)$ являются $U(2)$ вращениями (см. Главу 1 раздел 1.1.1). Преобразование T становится тривиальным при $\theta = \{0, \pi/2\}$ - с точностью до глобальной фазы оно вырождается в единичную матрицу или матрицу перестановки. Добавим к исходной постановке 4.3 дополнительную задачу минимизации функции S ,

$$S(U) = \sum_i \{(1 - \cos[4\theta_i]) + \varepsilon(1 - \cos[2\varphi_i])\} + \delta \sum_i |D_i - 1|^2, \quad (4.5)$$

где ε и δ - малые параметры, подталкивающие фазы φ_i к тривиальным значениям $0, \pm \pi$.

Поставленная задача решается с помощью методов численной оптимизации и аналитической обработки результатов. Методология решения включает два основных шага:

1. Отыскивается конкретное решение 4.3 с помощью численной оптимизации.
2. Как только определены вспомогательные состояния $\mathcal{A}$ производится численное решение 4.5 с ограничением снизу на вероятность обнаружения вспомогательного состояния P_a , $a \in \mathcal{A}$ и соответствующими требованиями к элементам матрицы $\mathcal{M}$.

Численное решение повторяется большое количество раз, чтобы удостовериться в том, что найден глобальный оптимум, и лучшие результаты отбираются для дальнейшей обработки.

Оптимизационную задачу 4.3 отличает тот факт, что она не может быть напрямую сформулирована как задача оптимизации с ограничениями, поскольку ни конкретные вспомогательные состояния $\mathcal{A}$, ни состояния с единичным

перекрытием с целевым априори неизвестны. Наиболее эффективным оказался подход [112] с составлением оптимизационной функции, включающей в себя и вероятность успеха и величины перекрытия состояний

$$U = \arg \max_U \sum_{t,a} P_a \mathcal{M}_{t,a}^p, \quad (4.6)$$

где суммирование ведется по всем вспомогательным a и всем интересующим целевым состояниям t . Величина показателя степени p позволяет подавить малые значения матричных элементов $\mathcal{M}_{t,a}$ (на практике использовались значения $p = 3, 4, 5$). В новой формулировке не содержится ограничений, поэтому задачу можно решить с помощью эффективных методов оптимизации. Необходимо учитывать, что решения исходной задачи 4.3 в новой формулировке 4.6 становятся лишь некоторыми локальными оптимумами, поэтому в новой задаче необходимо отыскать все экстремальные точки. На практике эта особенность не доставляет затруднений, поскольку для решения оптимизационной задачи используются наиболее эффективные градиентные методы поиска локальной оптимизации, которые в любом случае сходятся только к локальным минимумам. Рассматриваемая функция 4.6 является дифференцируемой и ее производные можно записать аналитически. В этом случае для обнаружения локальных оптимумов наиболее подходящими являются квазиньютоновские градиентные методы второго порядка. Мы использовали алгоритм Бroyдена-Флетчера-Гольдфарба-Шанно (BFGS) с условиями Вольфе, реализованный в пакете программ pSeven Core.

Помимо выбора алгоритма оптимизации не менее важной деталью численной реализации поиска матрицы интерферометра становится выбор параметризации матриц в унитарном пространстве. Конкретный вид параметризации может существенно повлиять на ландшафт оптимизируемой функции, а также добавить ограничения в задачу. В нашей работе мы решили остановиться на хорошо известном преобразовании Кэли, задающем точки в окрестности произвольной матрицы $U_0 \in U(N + M)$:

$$U = U_0 \frac{i - H}{i + H}, \quad (4.7)$$

где H - эрмитова матрица размера $(N + M) \times (N + M)$, определяемая $(N + M)^2$ действительными неограниченными параметрами. Представление окрестности унитарной матрицы 4.7 хорошо известно в матричном анализе [115]

и продемонстрировало свою эффективность в ряде задач [116]. В нашем случае для исходной матрицы U_0 действительные параметры H задают пространство переменных для задачи 4.6. Блуждание по этому пространству начинается из точки $H = 0$ с помощью локального алгоритма оптимизации. Чтобы добиться определения значения глобального минимума мы выбираем десятки тысяч случайных по мере Хаара начальных унитарных матриц U_0 , для каждой из которых проводим локальную оптимизацию пользуясь преобразованием Кэли 4.7. Отметим, что алгоритм сходится к подходящему решению задачи 4.6 не всегда, поскольку оптимизируемая функция имеет большое количество стационарных точек, в которых $\mathcal{M}_{t,a} \neq 0,1$ и которые не позволяют найти оптимальный набор $\mathcal{A}(U)$ и, следовательно, должны быть отброшены.

Решение задачи 4.6 определяет индексы вспомогательных состояний $\mathcal{A}(U)$ и набор перекрытий с целевым состоянием $\mathcal{M}_{t,a}$, которые необходимо сохранить в ходе следующего шага процедуры. Поэтому задачу 4.5 необходимо рассматривать с условиями

$$P_a \geq P_a^* \mathcal{M}_{t,a} = 1 \quad a \in \mathcal{A}, \quad (4.8)$$

где P_a^* обозначает вероятность возникновения вспомогательного состояния a , вычисленную на первом шаге. Качество решения второй оптимизационной задачи по сути определяется количеством нетривиальных элементов, которые остаются в разложении 4.4. На втором шаге мы решали задачу 4.5 с условиями 4.8 с помощью алгоритма последовательного квадратичного программирования с квадратичными условиями (SQCQP), реализованного в пакете pSeven Core. Полная процедура, состоящая из двух шагов, повторяется несколько тысяч раз для различных U_0 и степеней p . В результате мы отбираем несколько матриц U , обеспечивающих наилучшее решение, и подвергаем их аналитической постобработке, о которой будет рассказано далее.

4.2 Задача генерации трехфотонных состояний Гринбергера-Хорна-Цайлингера

Рассмотрим задачу определения оптимальной линейно-оптической схемы для приготовления 3-ГХЦ состояния, используя $N_{ph} = 6$ фотонов и $M = 4$

вспомогательные моды. Без потери общности выберем входное состояние в следующем виде $|\psi_{in}\rangle = |1\rangle^{\otimes 6}|0\rangle^{\otimes 4}$. Целевые состояния представляют собой суперпозиции с разными знаками фоковских векторов для шести мод и трех фотонов, в которых все числа заполнения являются единицей или нулем, то есть $t_k \propto |100110\rangle \pm |011001\rangle$, а также все уникальные перестановки чисел заполнения (второе слагаемое является двоичным дополнением первого). Эти состояния соответствуют 3-ГХЦ состояниям в двухрельсовой кодировке в соответствующих парах мод. В качестве допустимых паттернов измерений для трех фотонов в четырех вспомогательных модах выберем только те, в которых на одну моду приходится не более 1 фотона, и, следовательно, существует только четыре подходящих паттерна детектирования.

Выполнение множества численных экспериментов показало, что решения задачи 4.6 одинакового качества встречается достаточно часто. Для множества начальных точек U_0 , выбранных из случайного по мере Хаара распределения, подходящие решения отыскиваются алгоритмом в $\approx 20\%$ случаев. Отличительной особенностью решений является наличие двух и только двух состояний во вспомогательной подсистеме, которым отвечают перекрытия с целевым состоянием $\mathcal{M}_{t,a} = 1$. От случая к случаю могут меняться индексы мод, в которых детектируются фотоны, но тем менее свойство парного возникновения сохраняется для всех найденных унитарных матриц. Вероятность возникновения каждого из вспомогательных состояний не зависит от количества целевых состояний в наборе (например, можно не учитывать некоторые неудобные перестановки мод) - ее величина составляет $P_a = 0.00925926(1) \approx 1/108$ для каждого из двух успешных паттернов измерений.

Подгонка найденных унитарных матриц к более простой форме с помощью оптимизационной задачи 4.5 с условиями 4.8 показала, что множество решений достаточно разнообразно, и существуют конфигурации интерферометра, в которых нетривиальными оказываются порядка 30 делителей. Такое многообразие решение можно соотнести с особенностью локального алгоритма оптимизации, который находит решение из всего множества локальных оптимумов. Из всего набора найденных решений мы отбираем только те, у которых число нетривиальных компонент разложения 4.4 минимальное. Нам не удалось найти унитарные матрицы интерферометра с менее чем 12 нетривиальными светоделителями.

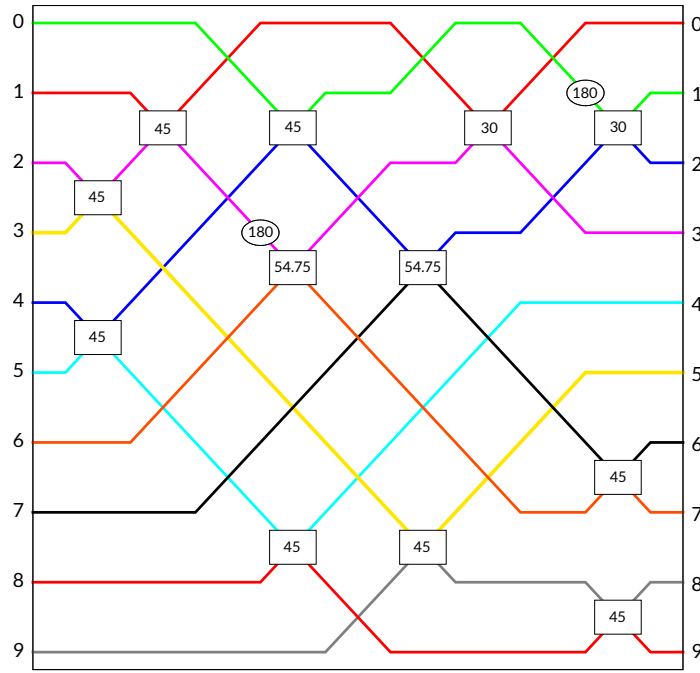


Рисунок 4.2 — Схема приготовления 3-ГХЦ состояния, полученная в результате выполнения двух последовательных оптимизационных процедур.

Схема содержит 10 оптических мод, входное фоковское состояние $|\psi_{in}\rangle = |1\rangle^{\otimes 6}|0\rangle^{\otimes 4}$ подается в первые 6 мод. Эллипсы обозначают фазовые сдвиги, прямоугольники - светоделительные элементы с фазовой компонентой $\varphi = 0$. Все значения углов указаны в градусах с округлением до второго знака после запятой, в частности $54.75^{\text{deg}} = \arccos(1/\sqrt{3})$.

В итоге мы отобрали несколько десятков конфигураций, состоящих из 12 и 13 светоделителей. Число светоделителей стоит сравнивать с общим случаем, согласно которому требуется $N(N-1)/2 = 10(10-1)/2 = 45$ элементов. Оказалось, что все они являются образами единого исходного интерферометра 4.2 и отличаются перестановками индексов мод и порядком расположения фазовращателей. В схеме на рисунке 4.2 прямоугольники обозначают светоделительные элементы вида 1.12 с фазовой компонентой $\varphi = 0$, а эллипсы соответствуют фазовым сдвигам на 180^{deg} . Эта схема не является прямым результатом решения поставленных оптимизационных задач 4.6 и 4.5 и получена в результате постобработки. В процессе постобработки вручную подбирались наиболее простые конфигурации фазовых сдвигов, а также исключались излишние элементы перестановки мод. Тем не менее, исходная отправная точка определена именно в результате численной процедуры оптимизации.

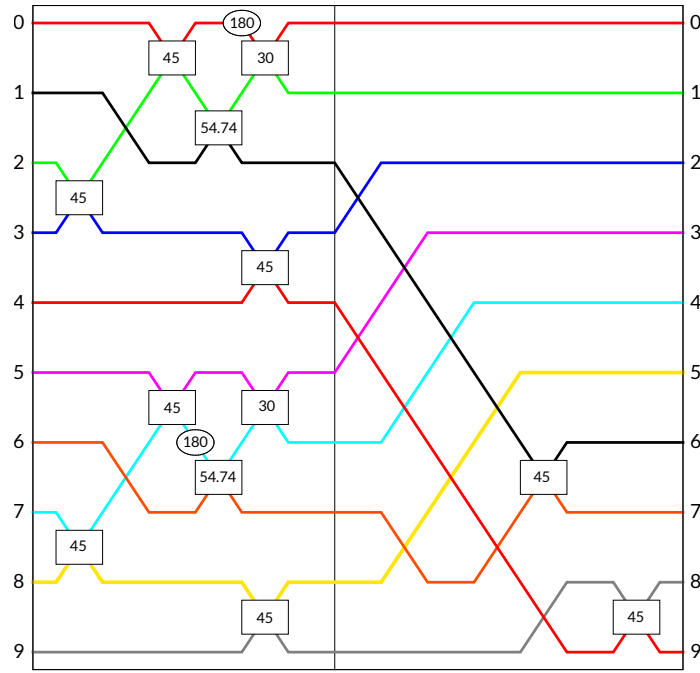


Рисунок 4.3 — Схема приготовления 3-ГХЦ состояния, полученная в результате перестановки номеров оптических мод на входе, так что входное состояние переходит в $|1011010110\rangle$. Выходные порты по-прежнему пронумерованы в соответствии с нотацией $10 = 6 + 4$, где искомое состояние приготавливается в первых шести модах. Вертикальная линия отделяет часть оптической схемы, содержащей два несвязанных модуля.

Полученная схема, на самом деле, может быть разбита на два практически независимых блока, связанных между собой лишь парой сбалансированных делителей. Видоизмененная схема с двумя независимыми блоками и с учетом необходимой дополнительной перестановки изображена на рисунке 4.3, в которой мы сохранили удобный $6+4$ порядок выходных мод за счет дополнительных пересечений между оптическими путями в интерферометре. Рассмотрим обнаруженный блок в структуре интерферометра, поскольку его дальнейшее изучение предоставит более глубокое понимание причины оптимальности данной конфигурации, а также позволит выявить связь с известными ранее результатами.

Запишем аналитический вид полученного преобразования. Унитарные матрицы, соответствующие верхнему U_T и нижнему U_B блокам слева от вертикальной черты на рисунке 4.3, почти идентичные

$$U_{T,B} = \begin{bmatrix} \mp\sqrt{\frac{2}{3}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{\pm 1}{2\sqrt{3}} & \frac{\mp 1}{2\sqrt{3}} & \\ & \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{\pm 1}{2} & \frac{\mp 1}{2} & \\ \frac{\pm 1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{\pm 1}{\sqrt{6}} & \frac{\mp 1}{\sqrt{6}} & \\ & & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ & & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{\sqrt{arg}} \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

где записаны только ненулевые элементы матриц. В соответствии с рисунком 4.3 матрица полного преобразования является результатом применения операции перестановки и перенумерации индексов выходных портов и двух сбалансированных светоделителей к блочно-диагональной матрице $diag[U_T, U_B]$. Состояние 3-ГХЦ генерируется в модах (0 – 5) тогда и только тогда, когда фотоны во вспомогательной части детектируются в модах (6,7) и в любой из мод (8,9). Каждое такое событие происходит с вероятностью $P_a = 1/108$, что означает, что итоговая вероятность генерации 3-ГХЦ состояния $P_{success} = 1/54$.

Проверим, что при указанных вспомогательных состояниях действительно генерируется 3-ГХЦ состояние в модах (0,5). Для этого запишем полином выходного состояния $(27\hat{2}^5)^{-1}Q(\hat{a}_0^\dagger \dots \hat{a}_9^\dagger)$ относительно операторов рождения

$$Q = \left[\hat{A}_{6,7}^+ - 2\hat{a}_0^\dagger \right] \left[\hat{A}_{6,7}^+ + 2\hat{a}_3^\dagger \right] \left[\hat{A}_{6,7}^+ - \sqrt{\frac{3}{2}}\hat{A}_{8,9}^- + \hat{C}^{(1)} \right] \\ \times \left[\hat{A}_{6,7}^- + \sqrt{\frac{3}{2}}\hat{A}_{8,9}^+ + \hat{C}^{(3)} \right] \left[\hat{A}_{6,7}^+ + \sqrt{\frac{3}{2}}\hat{A}_{8,9}^- + \hat{C}^{(2)} \right] \left[\hat{A}_{6,7}^- - \sqrt{\frac{3}{2}}\hat{A}_{8,9}^+ + \hat{C}^{(4)} \right], \\ \hat{C}^{(1,2)} = \hat{a}_0^\dagger + \sqrt{3}(\hat{a}_1^\dagger \pm \hat{a}_2^\dagger), \\ \hat{C}^{(3,4)} = -\hat{a}_3^\dagger - \sqrt{3}(\hat{a}_4^\dagger \mp \hat{a}_5^\dagger), \quad (4.10)$$

где $\hat{A}_{i,j}^\pm = \hat{a}_i^\dagger \pm \hat{a}_j^\dagger$. Необходимые паттерны измерений соответствуют произведениям операторов $\hat{a}_6^\dagger \hat{a}_7^\dagger \hat{a}_8^\dagger$ и $\hat{a}_6^\dagger \hat{a}_7^\dagger \hat{a}_9^\dagger$, которые содержатся в членах пропорциональных $(\hat{A}_{6,7}^\pm)^2 \hat{A}_{8,9}^\pm$ с учетом всех комбинаций знаков. Из уравнения 4.10 видно, что мономы $(\hat{A}_{6,7}^+)^2 \hat{A}_{8,9}^-$ и $(\hat{A}_{6,7}^-)^2 \hat{A}_{8,9}^+$ входят в выражение с нулевыми коэффициентами. Коэффициенты оставшихся двух мономов с одинаковыми знаками можно вычислить

$$(\hat{A}_{6,7}^+)^2 \hat{A}_{8,9}^+ = 2\hat{a}_6^\dagger \hat{a}_7^\dagger (\hat{a}_8^\dagger + \hat{a}_9^\dagger) : 2\sqrt{\frac{3}{2}}(\hat{C}^{(4)} - \hat{C}^{(3)})(\hat{a}_3^\dagger [\hat{C}^{(1)} + \hat{C}^{(2)}] - 2\hat{a}_0^\dagger \hat{a}_1^\dagger) = \frac{-1}{\sqrt{2}}(2\sqrt{3})^3 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \\ (\hat{A}_{6,7}^-)^2 \hat{A}_{8,9}^- = 2\hat{a}_6^\dagger \hat{a}_7^\dagger (\hat{a}_9^\dagger - \hat{a}_8^\dagger) : 2\sqrt{\frac{3}{2}}(\hat{C}^{(2)} - \hat{C}^{(1)})(\hat{a}_0^\dagger [\hat{C}^{(3)} + \hat{C}^{(4)}] - 2\hat{a}_0^\dagger \hat{a}_3^\dagger) = \frac{-1}{\sqrt{2}}(2\sqrt{3})^3 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_4^\dagger \quad (4.11)$$

В итоге релевантные члены в выходном состоянии 4.10 имеют вид

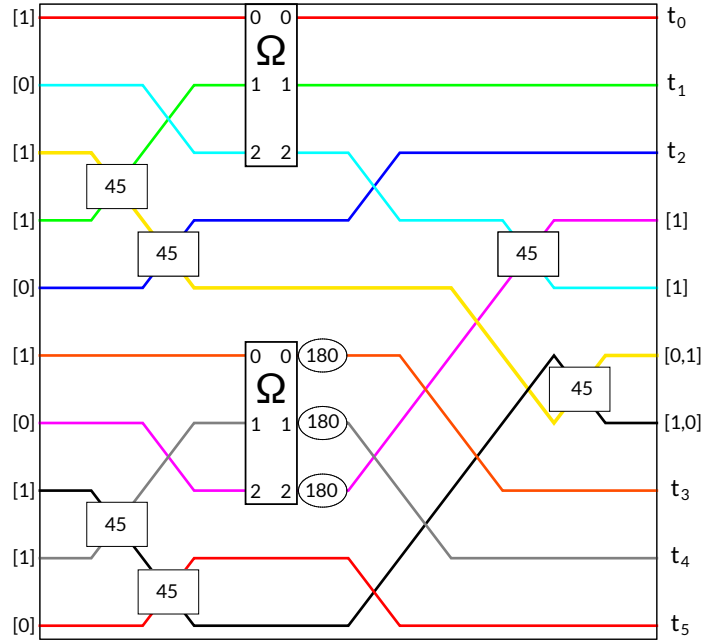


Рисунок 4.4 — Схема приготовления 3-ГХЦ состояния аналогичная рисунку 4.3, но изображенная с использованием блоков Ω . Выходные моды, в которых создается состояние, отмечены $t_0, \dots, t_5$, у каждой входной моды указано соответствующее число фотонов. Во вспомогательных модах указаны подходящие числа регистрируемых при детектировании фотонов. Светоделительные элементы с 45^{deg} указаны с учетом $\varphi = 0$, эллипсы обозначают сдвиги фаз на π , детальное изображение блоков Ω представлено на рисунке 4.5.

$$\begin{aligned} \hat{a}_6^\dagger \hat{a}_7^\dagger \hat{a}_8^\dagger &: \frac{-1}{6\sqrt{3}} \frac{\hat{a}_0^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_4^\dagger + \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_5^\dagger}{\sqrt{2}}, \\ \hat{a}_6^\dagger \hat{a}_7^\dagger \hat{a}_9^\dagger &: \frac{1}{6\sqrt{3}} \frac{\hat{a}_0^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_4^\dagger - \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_5^\dagger}{\sqrt{2}}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

что подтверждает сделанный ранее вывод.

До сих пор мы рассматривали найденную схему интерферометра только в контексте приготовления 3-ГХЦ состояний и показали, что она способна генерировать их с вероятностью $1/54$. Анализ найденной линейно-оптической схемы можно продолжить и расширить результат на случай генерации максимально перепутанных двухфотонных состояний Белла. На рисунке 4.4 представлено удобное представление схемы генерации 3-ГХЦ состояний. Здесь $t_0 \dots t_5$ обозначают моды, в которых создается целевое состояние, а в оставшихся вспомогательных модах указаны допустимые числа фотонов при детектировании. На рисунке 4.5 изображен блок Ω , который мы выделили для более детального рассмотрения.

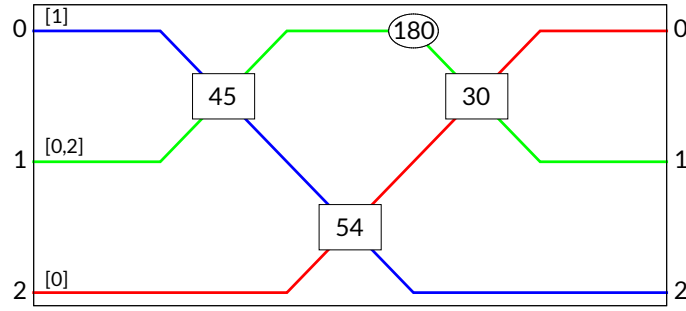


Рисунок 4.5 — Оптическая схема блока Ω , соответствующие входные и выходные числа фотонов указаны в квадратных скобках.

Каждый элемент в схеме на рисунке 4.5 имеет вполне определенное назначение. Сбалансированные светоделители в начале схемы подготавливают состояние, которые в последствии претерпевает обработку с помощью блоков Ω , а аналогичные светоделители в конце схемы готовят соответствующий паттерн детектирования. Входные порты с индексом 1 блоков Ω в изображенной схеме могут быть инициализированы либо нулем, либо двумя фотонами в силу эффекта Хонга-Оу-Манделя, происходящего на сбалансированных делителях. По аналогичным соображениям, чтобы получить на выходе необходимый паттерн детектирования, интерес представляют только случаи с двумя фотонами в выходных портах с индексом 2 Ω -блоков. В итоге основная операция выполняется с помощью двух Ω -блоков, а сбалансированные светоделители служат лишь для вспомогательной функции подготовки необходимого состояния. Подобное расположение светоделителей уже встречалось ранее в задаче приготовления многофотонных ГХЦ состояний [117], и для трехфотонного случая вероятность успеха в опубликованной схеме составила $1/64$.

Рассмотрим упрощенный вариант схемы, изображенный на рисунке 4.6, который предназначен для генерации Белловских состояний. Единственный дополнительный элемент в новой схеме - это фазовый сдвиг на $\pi/2$, обозначенный эллипсом s ($s = \pm 1$ или для простоты $s = \pm$), который переворачивает фазу двухфотонного состояния $|2\rangle \rightarrow s|2\rangle$. Качественное поведение схемы остается тем же, однако с количественной точки зрения схема заслуживает отдельного внимания. Кубиты a и b кодируются в модах $(a_0, a_1), (b_0, b_1)$, и мы сосредоточимся на приготовлении состояний Белла в соответствующей двухрельсовой кодировке: $|\varphi^\pm\rangle \propto (\hat{a}_0^\dagger \hat{b}_0^\dagger \pm \hat{a}_1^\dagger \hat{b}_1^\dagger)|0\rangle$, $|\psi^\pm\rangle \propto (\hat{a}_0^\dagger \hat{b}_1^\dagger \pm \hat{a}_1^\dagger \hat{b}_0^\dagger)|0\rangle$. Введем преобразования общего вида

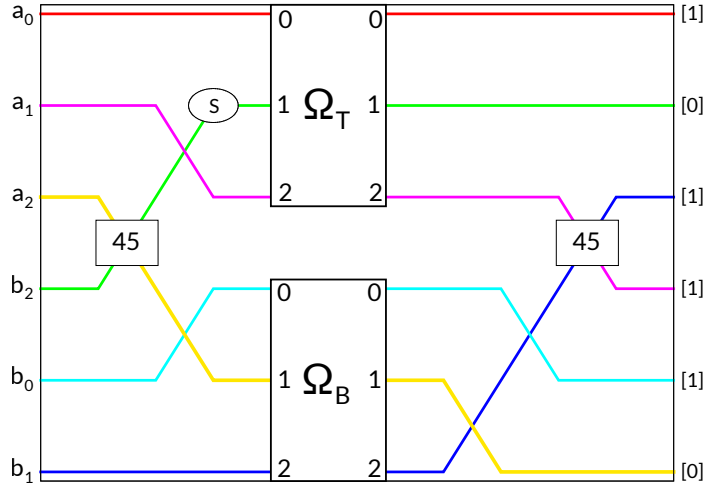


Рисунок 4.6 — Схема приготовления максимально перепутанного состояния Белла для двух фотонов (порты (a_0, a_1) и (b_0, b_1)) с использованием блоков Ω , изображенных на рисунке 4.5.

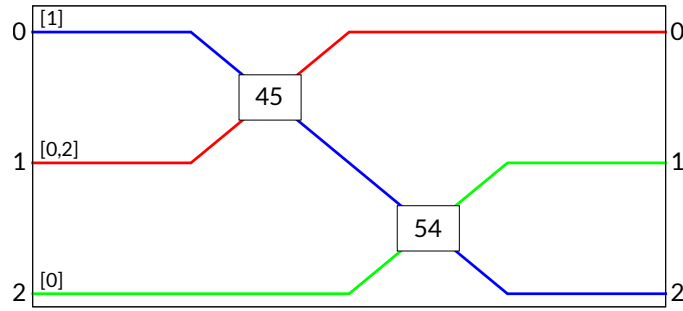


Рисунок 4.7 — Оптическая схема модифицированного блока Ω' , соответствующая уравнению 4.20.

$$\begin{aligned} \hat{\omega}_0^{dagger} &\rightarrow \alpha \hat{\omega}_2^{dagger} + \beta_\omega, \\ \frac{1}{2}(\hat{\omega}_1^\dagger)^2 &\rightarrow A(\hat{\omega}_2^{dagger})^2 + 2B\hat{\omega}_2^{dagger} + C_\omega, \end{aligned} \quad (4.13)$$

которые пригодятся для рассмотрения Ω -подобных блоков. Коэффициенты α, A являются числовыми, а $B_\omega, \beta_\omega(C_\omega)$ представляют собой линейные (квадратичные) комбинации по операторам $\hat{\omega}_{0,1}^\dagger$. Преобразование монома $\hat{\omega}_0^\dagger(\hat{\omega}_1^\dagger)^2/2$ с учетом введенных обозначений запишется в виде

$$\hat{\omega}_0^\dagger(\hat{\omega}_1^\dagger)^2/2 \rightarrow \hat{\omega}_2^\dagger(\dots) + \hat{\omega}_2^\dagger(D_\omega) + \hat{\omega}_2^\dagger(A\beta_\omega + 2B_\omega\alpha) + \hat{\omega}_2^\dagger(\dots), \quad (4.14)$$

где $D_\omega = \alpha C_\omega + 2B_\omega\beta_\omega$; точками обозначены выражения, не имеющие значения для решаемой задачи. В рассматриваемой схеме 4.6 оповещением

является детектирование двух фотонов в модах a_2 и b_2 , вклад в которые дают лишь члены квадратичные по операторам $\hat{\omega}_{B,2}^\dagger, \hat{\omega}_{T,2}^\dagger$. После прохождения через самый первый сбалансированный делитель состояние пропорционально $\hat{\omega}_{T,0}^\dagger \hat{\omega}_{B,0}^\dagger [(\hat{\omega}_{T,1}^\dagger)^2 - s(\hat{\omega}_{B,1}^\dagger)^2]$, откуда следует, что члены квадратичные $\hat{\omega}_{B,2}^\dagger, \hat{\omega}_{T,2}^\dagger$ не могут возникнуть из слагаемых $\sim \hat{\omega}_2^\dagger{}^0$ и $\sim \hat{\omega}_2^\dagger{}^3$ в выражении 4.14. Действие последнего сбалансированного светоделителя с учетом обозначений $\hat{\omega}_{T,k}^\dagger = \hat{a}_k^\dagger, \hat{\omega}_{B,k}^\dagger = \hat{b}_k^\dagger, k = \{0,1\}$ приводит нас к выражениям перед интересующими комбинациями операторов в выходных модах

$$\hat{a}_2^\dagger \hat{b}_2^\dagger : -[(1+s)A\beta_a\beta_b + 2\alpha(B_b\beta_a + sB_a\beta_b)], \quad (4.15)$$

$$\frac{(\hat{a}_2^\dagger)^2}{\sqrt{2}} \frac{(\hat{b}_2^\dagger)^2}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{2}} [(1-s)A\beta_a\beta_b + 2\alpha(B_b\beta_a - sB_a\beta_b) \mp \alpha(D_b - sD_a)]. \quad (4.16)$$

Унитарная матрица блока Ω , изображенного на рисунке 4.5, имеет вид

$$U_\Omega = \begin{bmatrix} -\sqrt{2/3} & 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{6} \\ 0 & 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} \end{bmatrix}, \quad (4.17)$$

откуда следует, что

$$\begin{aligned} \alpha &= 1/\sqrt{3}, A = 1/6, \beta_a = -\sqrt{2/3}\hat{a}_0^\dagger, \\ B_a &= \hat{a}_0^\dagger/3\sqrt{2}, C_a = (\hat{a}_1^\dagger)^2/3, D_a = \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_1^\dagger/3, \end{aligned} \quad (4.18)$$

где $(\hat{a}_{0,1}^\dagger = (\hat{a}_{0,1}^\dagger/2 \pm (\hat{a}_{0,1}^\dagger\sqrt{3}/2)$. Пользуясь уравнением 4.15 приходим к результату

$$\hat{a}_2^\dagger \hat{b}_2^\dagger : \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \frac{\hat{a}_0^\dagger \hat{b}_1^\dagger + s\hat{a}_1^\dagger \hat{b}_0^\dagger}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} |\psi^s\rangle, \quad (4.19)$$

из которого следует, что при детектировании вспомогательного состояния $|1_{a_2}, 1_{b_2}\rangle$ кубиты a и b оказываются в перепутанном состоянии, соответствующем выбранному знаку s , с вероятностью $2/27$.

Напоследок рассмотрим 30^{deg} светоделитель, завершающий Ω блок. В отсутствии этого элемента схема на рисунке 4.6 приобретает вид аналогичный опубликованному в работе [1], который входит в состав схемы генерации белловских состояний с вероятностью $2/27$. В схеме, описанной в работе [1], когерентная суперпозиция состояний $|02\rangle$ и $|20\rangle$ подается на вход 54^{deg} светоделителя (входные порты с индексом 2 в блоке Ω , изображенном на рисунках

4.5 и 4.6), в то время как в нашей схеме такие состояния поступают на входные порты блока Ω с индексами 1. Матрица обновленного блока Ω' (см. рисунок 4.7) с исключенным последним 30^{deg} светоделителем принимает вид

$$U_{\Omega'} = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{6} & -\sqrt{2/3} \\ 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} \end{bmatrix}, \quad (4.20)$$

откуда можно получить коэффициенты при соответствующих состояниях во вспомогательной подсистеме:

$$\begin{aligned} \hat{a}_2^\dagger \hat{b}_2^\dagger &: \frac{-\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \begin{cases} \frac{1}{2}|\psi^+\rangle - \frac{\sqrt{3}}{2}|\varphi^-\rangle, s = +, \\ |\psi^-\rangle, s = -, \end{cases} \\ \frac{(\hat{a}_2^\dagger)^2}{\sqrt{2}} &: \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \begin{cases} (|\tilde{\psi}^-\rangle + |\tilde{\chi}^-\rangle)/\sqrt{2}, s = +, \\ \frac{\frac{\sqrt{3}}{2}|\tilde{\varphi}^-\rangle + \frac{1}{2}|\tilde{\psi}^+\rangle - |\tilde{\chi}^+\rangle}{\sqrt{2}}, s = -, \end{cases} \\ \frac{(\hat{b}_2^\dagger)^2}{\sqrt{2}} &: \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \begin{cases} (|\tilde{\psi}^-\rangle - |\tilde{\chi}^-\rangle)/\sqrt{2}, s = +, \\ \frac{\frac{\sqrt{3}}{2}|\tilde{\varphi}^-\rangle + \frac{1}{2}|\tilde{\psi}^+\rangle + |\tilde{\chi}^+\rangle}{\sqrt{2}}, s = -, \end{cases} \end{aligned} \quad (4.21)$$

где $|\chi^\pm\rangle \propto (\hat{a}_0^\dagger \hat{a}_1^\dagger \pm \hat{b}_0^\dagger \hat{b}_1^\dagger)|0\rangle$. Выбор знака s позволяет приготавливать состояния схожие со стандартными белловскими состояниями. Например, при $s = +1$ модифицированная схема работает аналогично, и последний 30^{deg} светоделитель преобразует $\frac{1}{2}|\psi^+\rangle - \frac{\sqrt{3}}{2}|\varphi^-\rangle$ в $|\psi^+\rangle$.

4.3 Выводы по главе

В этой главе описана процедура численного проектирования линейно-оптического интерферометра, предназначенного для генерации перепутанных состояний. В частности, схема способна генерировать 3-ГХЦ состояния, закодированные в двухрельсовом базисе, с вероятностью $1/54$. Важно отметить, что предлагаемая конфигурация не подразумевает наличия механизма feedforward и требует различения только нуля, одного и двух и более фотонов. Современные технологии создания сверхпроводящих однофотонных детекторов [118] способны обеспечить необходимое разрешение по числу фотонов. На первый

взгляд может показаться, что требование к обязательному наличию возможности разрешения по числу фотонов является избыточным, поскольку во вспомогательной системе достаточно регистрировать только одиночный фотон. Разрешение по числу фотонов является необходимым условием, поскольку позволяет отличить однофотонные исходы от аналогичных, но с большим числом фотонов в модах. Еще одним преимуществом схемы является отсутствие необходимости детектировать вакуумные состояния, поскольку во вспомогательной системе при любом из успешных раскладов детектируются все дополнительные фотоны.

Побочным результатом исследования стала элементарная схема, с помощью которой нам удалось построить интерферометр, способный генерировать белловские состояний с вероятностью $2/27$. Глубокое понимание принципа работы данной схемы вселяет надежду на то, что ее можно будет использовать и для других приложений, в которых необходимо построить интерферометр генерирующий перепутывание между кубитами в двухрельсовой кодировке.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработаны методы изготовления пассивных и реконфигурируемых интегрально-оптических структур с использованием метода ФЛП, применимых для экспериментов по реализации линейно-оптических квантовых вычислений.
2. Разработана технология записи одномодовых интегрально-оптических волноводов с оптическими потерями 0.86 дБ/см в многопроходном режиме записи. Многопроходная запись позволяет управлять пространственным распределением показателя преломления в поперечном сечении волновода, за счет чего достигнуты потери на сопряжении с внешним одномодовым оптическим волокном 1.12 дБ для горизонтальной поляризации и 1.10 дБ для вертикальной поляризации.
3. Реализован режим записи одномодовых оптических волноводов с низкой анизотропией $\sim 10^{-6}$ и достигнут режим сильной эванесцентной связи между волноводами, записанными методом ФЛП, превышающей $C > 3 \text{ мм}^{-1}$. В разработанном режиме реализован поляризационный светоделитель с малой длиной взаимодействия между волноводами $L_{int} = 3.7 \text{ мм}$ на базе эванесцентно связанных волноводов, обеспечивающий коэффициент экстинкции 20 дБ для вертикальной поляризации и 16 дБ для горизонтальной поляризации.
4. С помощью технологии фемтосекундной лазерной печати реализован интегрально-оптический реконфигурируемый интерферометр с универсальной архитектурой Клементса. Интерферометр протестирован с использованием классического излучения и продемонстрировал среднюю фиделити генерации заданных выходных распределений мощности $F \sim 4 * 10^{-4}$. Была достигнута рекордная на момент публикации результатов скорость переключения интегральных термооптических модуляторов $t_h = 13 \text{ мс}$ при включении и нагреве термооптического элемента и $t_c = 10 \text{ мс}$ при выключении и охлаждении термооптического элемента.
5. Разработана численная процедура для поиска конфигурации линейно-оптического интерферометра, обеспечивающее приготовление заданно-

го выходного состояния с оповещением с максимальной вероятностью. Схема апробирована на примере приготовления трехфотонных состояний типа Гринбергера-Хорна-Цайлингера, и с ее помощью построена схема генерации таких состояний без использования принципа связи с опережением с вероятностью $P = \frac{1}{54}$, превышающей известные по литературным данным значения.

Список сокращений и условных обозначений

- ФЛП** - фемтосекундная лазерная печать
АОМ - акусто-оптический модулятор
СПР - спонтанное параметрическое рассеяния
НС - направленный светоделитель

Список литературы

1. Universal linear optics / J. Carolan, C. Harrold, C. Sparrow et al. // *Science*. — 2015. — . — Vol. 349, no. 6249. — Pp. 711–716. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.aab3642>.
2. From Three-Photon Greenberger-Horne-Zeilinger States to Ballistic Universal Quantum Computation / Mercedes Gimeno-Segovia, Pete Shadbolt, Dan E. Browne, Terry Rudolph // *Physical Review Letters*. — 2015. — . — Vol. 115, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.115.020502>.
3. Hirao K, Miura K. Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser // *Journal of Non-Crystalline Solids*. — 1998. — . — Vol. 239, no. 1-3. — Pp. 91–95. — URL: [https://doi.org/10.1016/s0022-3093\(98\)00755-8](https://doi.org/10.1016/s0022-3093(98)00755-8).
4. Silica-on-Silicon Waveguide Quantum Circuits / A. Politi, M. J. Cryan, J. G. Rarity et al. // *Science*. — 2008. — . — Vol. 320, no. 5876. — Pp. 646–649. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.1155441>.
5. Towards quantum chemistry on a quantum computer / B. P. Lanyon, J. D. Whitfield, G. G. Gillett et al. // *Nature Chemistry*. — 2010. — . — Vol. 2, no. 2. — Pp. 106–111. — URL: <https://doi.org/10.1038/nchem.483>.
6. Anderson localization of entangled photons in an integrated quantum walk / Andrea Crespi, Roberto Osellame, Roberta Ramponi et al. // *Nature Photonics*. — 2013. — . — Vol. 7, no. 4. — Pp. 322–328. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.26>.
7. Integrated photonic quantum gates for polarization qubits / Andrea Crespi, Roberta Ramponi, Roberto Osellame et al. // *Nature Communications*. — 2011. — . — Vol. 2, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms1570>.
8. Integrated multimode interferometers with arbitrary designs for photonic boson sampling / Andrea Crespi, Roberto Osellame, Roberta Ramponi et al. // *Nature Photonics*. — 2013. — . — Vol. 7, no. 7. — Pp. 545–549. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.112>.

9. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor / Frank Arute, Kunal Arya, Ryan Babbush et al. // *Nature*. — 2019. — . — Vol. 574, no. 7779. — Pp. 505–510. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1666-5>.
10. Observation of a many-body dynamical phase transition with a 53-qubit quantum simulator / J. Zhang, G. Pagano, P. W. Hess et al. // *Nature*. — 2017. — . — Vol. 551, no. 7682. — Pp. 601–604. — URL: <https://doi.org/10.1038/nature24654>.
11. Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator / Hannes Bernien, Sylvain Schwartz, Alexander Keesling et al. // *Nature*. — 2017. — . — Vol. 551, no. 7682. — Pp. 579–584. — URL: <https://doi.org/10.1038/nature24622>.
12. Quantum tomography of an entangled three-qubit state in silicon / Kenta Takeda, Akito Noiri, Takashi Nakajima et al. // *Nature Nanotechnology*. — 2021. — . — Vol. 16, no. 9. — Pp. 965–969. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41565-021-00925-0>.
13. Generation of time-domain-multiplexed two-dimensional cluster state / Warit Asavanant, Yu Shiozawa, Shota Yokoyama et al. // *Science*. — 2019. — . — Vol. 366, no. 6463. — Pp. 373–376. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.aay2645>.
14. A variational eigenvalue solver on a photonic quantum processor / Alberto Peruzzo, Jarrod McClean, Peter Shadbolt et al. // *Nature Communications*. — 2014. — . — Vol. 5, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms5213>.
15. Quantum Information with Continuous Variables / Ed. by Samuel L. Braunstein, Arun K. Pati. — Springer Netherlands, 2003. — URL: <https://doi.org/10.1007/978-94-015-1258-9>.
16. Experimental realization of any discrete unitary operator / Michael Reck, Anton Zeilinger, Herbert J. Bernstein, Philip Bertani // *Physical Review Letters*. — 1994. — . — Vol. 73, no. 1. — Pp. 58–61. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.73.58>.

17. Optimal design for universal multiport interferometers / William R. Clements, Peter C. Humphreys, Benjamin J. Metcalf et al. // *Optica*. — 2016. — . — Vol. 3, no. 12. — P. 1460. — URL: <https://doi.org/10.1364/optica.3.001460>.
18. Linear programmable nanophotonic processors / Nicholas C. Harris, Jacques Carolan, Darius Bunandar et al. // *Optica*. — 2018. — . — Vol. 5, no. 12. — P. 1623. — URL: <https://doi.org/10.1364/optica.5.001623>.
19. Using an imperfect photonic network to implement random unitaries / Roel Burgwal, William R. Clements, Devin H. Smith et al. // *Optics Express*. — 2017. — . — Vol. 25, no. 23. — P. 28236. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.25.028236>.
20. Direct dialling of Haar random unitary matrices / Nicholas J Russell, Levon Chakhmakhchyan, Jeremy L O'Brien, Anthony Laing // *New Journal of Physics*. — 2017. — . — Vol. 19, no. 3. — P. 033007. — URL: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa60ed>.
21. Fully Arbitrary Control of Frequency-Bin Qubits / Hsuan-Hao Lu, Emma M. Simmerman, Pavel Lougovski et al. // *Physical Review Letters*. — 2020. — . — Vol. 125, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.125.120503>.
22. Spatial Bell-State Generation without Transverse Mode Subspace Postselection / E.V. Kovlakov, I.B. Bobrov, S.S. Straupe, S.P. Kulik // *Physical Review Letters*. — 2017. — . — Vol. 118, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.118.030503>.
23. Coherent Ultrafast Measurement of Time-Bin Encoded Photons / John M. Donohue, Megan Agnew, Jonathan Lavoie, Kevin J. Resch // *Physical Review Letters*. — 2013. — . — Vol. 111, no. 15. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.111.153602>.
24. Linear optical controlled-NOT gate in the coincidence basis / T. C. Ralph, N. K. Langford, T. B. Bell, A. G. White // *Physical Review A*. — 2002. — . — Vol. 65, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.65.062324>.

25. *Lee Hai-Woong, Kim Jaewan.* Quantum teleportation and Bell's inequality using single-particle entanglement // *Physical Review A*. — 2000. — . — Vol. 63, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.63.012305>.
26. Single-photon non-linear optics with a quantum dot in a waveguide / A. Javadi, I. Söllner, M. Arcari et al. // *Nature Communications*. — 2015. — . — Vol. 6, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms9655>.
27. *Calsamiglia J., Lütkenhaus N.* Maximum efficiency of a linear-optical Bell-state analyzer // *Applied Physics B*. — 2001. — . — Vol. 72, no. 1. — Pp. 67–71. — URL: <https://doi.org/10.1007/s003400000484>.
28. Femtosecond laser direct writing of an integrated path-encoded CNOT quantum gate / Qian Zhang, Meng Li, Yang Chen et al. // *Optical Materials Express*. — 2019. — . — Vol. 9, no. 5. — P. 2318. — URL: <https://doi.org/10.1364/ome.9.002318>.
29. Hard limits on the postselectability of optical graph states / Jeremy C Adcock, Sam Morley-Short, Joshua W Silverstone, Mark G Thompson // *Quantum Science and Technology*. — 2018. — . — Vol. 4, no. 1. — P. 015010. — URL: <https://doi.org/10.1088/2058-9565/aae950>.
30. *Knill E., Laflamme R., Milburn G. J.* A scheme for efficient quantum computation with linear optics // *Nature*. — 2001. — . — Vol. 409, no. 6816. — Pp. 46–52. — URL: <https://doi.org/10.1038/35051009>.
31. *Knill E.* Quantum gates using linear optics and postselection // *Physical Review A*. — 2002. — . — Vol. 66, no. 5. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.66.052306>.
32. *Knill E.* Bounds on the probability of success of postselected nonlinear sign shifts implemented with linear optics // *Physical Review A*. — 2003. — . — Vol. 68, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.68.064303>.
33. General linear-optical quantum state generation scheme: Applications to maximally path-entangled states / N. M. VanMeter, P. Lougovski, D. B. Uskov et al. // *Physical Review A*. — 2007. — . — Vol. 76, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.76.063808>.

34. Quantum computational advantage using photons / Han-Sen Zhong, Hui Wang, Yu-Hao Deng et al. // *Science*. — 2020. — . — Vol. 370, no. 6523. — Pp. 1460–1463. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.abe8770>.
35. Inference in artificial intelligence with deep optics and photonics / Gordon Wetzstein, Aydogan Ozcan, Sylvain Gigan et al. // *Nature*. — 2020. — . — Vol. 588, no. 7836. — Pp. 39–47. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2973-6>.
36. Fabrication of a Monolithic Lab-on-a-Chip Platform with Integrated Hydrogel Waveguides for Chemical Sensing / Maria Leilani Torres-Mapa, Manmeet Singh, Olga Simon et al. // *Sensors*. — 2019. — . — Vol. 19, no. 19. — P. 4333. — URL: <https://doi.org/10.3390/s19194333>.
37. High Density Silicon Photonic Integrated Transceiver Chip with 1.2 Tbps Capacity / Zhen Dong, Xiaolu Song, Yanbo Li et al. // Asia Communications and Photonics Conference 2016. — OSA, 2016. — URL: <https://doi.org/10.1364/acpc.2016.af4f.5>.
38. High-yield, wafer-scale fabrication of ultralow-loss, dispersion-engineered silicon nitride photonic circuits / Junqiu Liu, Guanhao Huang, Rui Ning Wang et al. // *Nature Communications*. — 2021. — . — Vol. 12, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41467-021-21973-z>.
39. *Kao K.C., Hockham G.A.* Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies // *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*. — 1966. — . — Vol. 113, no. 7. — Pp. 1151–1158. — URL: <https://doi.org/10.1049/piee.1966.0189>.
40. *Snyder Allan W., Love John D.* Optical Waveguide Theory. — Springer US, 1984. — URL: <https://doi.org/10.1007/978-1-4613-2813-1>.
41. Fabrication-constrained nanophotonic inverse design / Alexander Y. Piggott, Jan Petykiewicz, Logan Su, Jelena Vučković // *Scientific Reports*. — 2017. — . — Vol. 7, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-01939-2>.
42. Review of Silicon Photonics Technology and Platform Development / S. Y. Siew, B. Li, F. Gao et al. // *Journal of Lightwave Technology*. — 2021. — . — Vol. 39, no. 13. — Pp. 4374–4389. — URL: <https://doi.org/10.1109/jlt.2021.3066203>.

43. Alpha Radiation Effects on Silicon Oxynitride Waveguides / Francesco Morichetti, Stefano Grillanda, Sandeep Manandhar et al. // *ACS Photonics*. — 2016. — . — Vol. 3, no. 9. — Pp. 1569–1574. — URL: <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.6b00431>.
44. *Smit Meint, Williams Kevin, van der Tol Jos*. Past, present, and future of InP-based photonic integration // *APL Photonics*. — 2019. — . — Vol. 4, no. 5. — P. 050901. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5087862>.
45. *Qi Yifan, Li Yang*. Integrated lithium niobate photonics // *Nanophotonics*. — 2020. — . — Vol. 9, no. 6. — Pp. 1287–1320. — URL: <https://doi.org/10.1515/nanoph-2020-0013>.
46. GaAs integrated quantum photonics: Towards compact and multi-functional quantum photonic integrated circuits / Christof P. Dietrich, Andrea Fiore, Mark G. Thompson et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2016. — . — Vol. 10, no. 6. — Pp. 870–894. — URL: <https://doi.org/10.1002/lpor.201500321>.
47. Planar waveguides with less than 01 dB/m propagation loss fabricated with wafer bonding / Jared F. Bauters, Martijn J. R. Heck, Demis D. John et al. // *Optics Express*. — 2011. — . — Vol. 19, no. 24. — P. 24090. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.19.024090>.
48. High speed silicon electro-optical modulators enhanced via slow light propagation / A. Brimont, D. J. Thomson, P. Sanchis et al. // *Optics Express*. — 2011. — . — Vol. 19, no. 21. — P. 20876. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.19.020876>.
49. Efficient, compact and low loss thermo-optic phase shifter in silicon / Nicholas C. Harris, Yangjin Ma, Jacob Mower et al. // *Optics Express*. — 2014. — . — Vol. 22, no. 9. — P. 10487. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.22.010487>.
50. A BaTiO₃-Based Electro-Optic Pockels Modulator Monolithically Integrated on an Advanced Silicon Photonics Platform / Felix Eltes, Christian Mai, Daniele Caimi et al. // *Journal of Lightwave Technology*. — 2019. — . — Vol. 37, no. 5. — Pp. 1456–1462. — URL: <https://doi.org/10.1109/jlt.2019.2893500>.

51. Large-scale silicon quantum photonics implementing arbitrary two-qubit processing / Xiaogang Qiang, Xiaoqi Zhou, Jianwei Wang et al. // *Nature Photonics*. — 2018. — . — Vol. 12, no. 9. — Pp. 534–539. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41566-018-0236-y>.
52. Experimental quantum Hamiltonian learning / Jianwei Wang, Stefano Paesani, Raffaele Santagati et al. // *Nature Physics*. — 2017. — . — Vol. 13, no. 6. — Pp. 551–555. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphys4074>.
53. Experimental Bayesian Quantum Phase Estimation on a Silicon Photonic Chip / S. Paesani, A. A. Gentile, R. Santagati et al. // *Physical Review Letters*. — 2017. — . — Vol. 118, no. 10. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.118.100503>.
54. Multidimensional quantum entanglement with large-scale integrated optics / Jianwei Wang, Stefano Paesani, Yunhong Ding et al. // *Science*. — 2018. — . — Vol. 360, no. 6386. — Pp. 285–291. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.aar7053>.
55. *Chen Feng*. Recent advances on femtosecond laser writing of waveguides in crystals // *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XXI* / Ed. by Peter R. Herman, Michel Meunier, Roberto Osellame. — SPIE, 2021. — . — URL: <https://doi.org/10.1117/12.2583796>.
56. Three-dimensional optical storage inside transparent materials / E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang et al. // *Optics Letters*. — 1996. — . — Vol. 21, no. 24. — P. 2023. — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.21.002023>.
57. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser / K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, K. Hirao // *Optics Letters*. — 1996. — . — Vol. 21, no. 21. — P. 1729. — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.21.001729>.
58. *Streltsov Alexander M., Borrelli Nicholas F.* Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2002. — . — Vol. 19, no. 10. — P. 2496. — URL: <https://doi.org/10.1364/josab.19.002496>.
59. Waveguide fabrication in phosphate glasses using femtosecond laser pulses / James W. Chan, Thomas R. Huser, Subhash H. Risbud et al. // *Applied*

- Physics Letters*. — 2003. — . — Vol. 82, no. 15. — Pp. 2371–2373. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1565708>.
60. Direct femtosecond laser writing of waveguides in As₂S₃ thin films / Arnaud Zoubir, Martin Richardson, Clara Rivero et al. // *Optics Letters*. — 2004. — . — Vol. 29, no. 7. — P. 748. — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.29.000748>.
 61. Femtosecond laser-induced refractive index modification in multicomponent glasses / V. R. Bhardwaj, E. Simova, P. B. Corkum et al. // *Journal of Applied Physics*. — 2005. — . — Vol. 97, no. 8. — P. 083102. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1876578>.
 62. Hughes M., Yang W., Hewak D. Fabrication and characterization of femtosecond laser written waveguides in chalcogenide glass // *Applied Physics Letters*. — 2007. — . — Vol. 90, no. 13. — P. 131113. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2718486>.
 63. Writing 3D Waveguides With Femtosecond Pulses in Polymers / Dmitrii Perevoznik, Ayhan Tajalli, David Zuber et al. // *Journal of Lightwave Technology*. — 2021. — . — Vol. 39, no. 13. — Pp. 4390–4394. — URL: <https://doi.org/10.1109/jlt.2021.3071885>.
 64. High refractive index contrast in fused silica waveguides by tightly focused, high-repetition rate femtosecond laser / Shane M. Eaton, Mi Li Ng, Roberto Osellame, Peter R. Herman // *Journal of Non-Crystalline Solids*. — 2011. — . — Vol. 357, no. 11-13. — Pp. 2387–2391. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2010.11.082>.
 65. Will Matthias, Nolte Stefan, Tuennermann Andreas. Single- and multimode waveguides in glasses manufactured with femtosecond laser pulses // *Commercial and Biomedical Applications of Ultrafast and Free-Electron Lasers* / Ed. by Glenn S. Edwards, Joseph Neev, Andreas Ostendorf, John C. Sutherland. — SPIE, 2002. — . — URL: <https://doi.org/10.1117/12.461368>.
 66. Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate / Shane M. Eaton, Haibin Zhang, Peter R. Herman et al. // *Optics Express*. — 2005. — Vol. 13, no. 12. — P. 4708. — URL: <https://doi.org/10.1364/opex.13.004708>.

67. Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy / Chris B. Schaffer, André Brodeur, José F. García, Eric Mazur // *Optics Letters*. — 2001. — . — Vol. 26, no. 2. — P. 93. — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.26.000093>.
68. Photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator / Kaoru Minoshima, Andrew M. Kowalevich, Ingmar Hartl et al. // *Optics Letters*. — 2001. — . — Vol. 26, no. 19. — P. 1516. — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.26.001516>.
69. Dynamic aberration correction via spatial light modulator (SLM) for femtosecond direct laser writing: towards spherical voxels / Gabrielius Kontenis, Darius Gailevičius, Linas Jonušauskas, Vytautas Purlys // *Optics Express*. — 2020. — . — Vol. 28, no. 19. — P. 27850. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.397006>.
70. Shaping ultrafast laser inscribed optical waveguides using a deformable mirror / R. R. Thomson, A. S. Bockelt, E. Ramsay et al. // *Optics Express*. — 2008. — . — Vol. 16, no. 17. — P. 12786. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.16.012786>.
71. Invisibility Cloak Printed on a Photonic Chip / Zhen Feng, Bing-Hong Wu, Yu-Xi Zhao et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — . — Vol. 6, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep28527>.
72. Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams / Roberto Osellame, Stefano Taccheo, Marco Marangoni et al. // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2003. — . — Vol. 20, no. 7. — P. 1559. — URL: <https://doi.org/10.1364/josab.20.001559>.
73. Photonic Waveguide Devices Directly Written into Dielectric Materials Using Femtosecond Laser Pulses / Martin Ams, Graham D. Marshall, Peter Dekker, Michael Withford // *PIERS Online*. — 2008. — Vol. 4, no. 1. — Pp. 146–150. — URL: <https://doi.org/10.2529/piers070903022734>.
74. *Lapointe Jerome, Kashyap Raman*. A simple technique to overcome self-focusing, filamentation, supercontinuum generation, aberrations, depth dependence and waveguide interface roughness using fs laser processing // *Scientific Reports*. — 2017. — . — Vol. 7, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-00589-8>.

75. Nan gratings and nanoholes fabricated by direct femtosecond laser writing in chalcogenide glasses / Qiming Zhang, Han Lin, Baohua Jia et al. // *Optics Express*. — 2010. — . — Vol. 18, no. 7. — P. 6885. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.18.006885>.
76. *Ams M., Marshall G. D., Withford M. J.* Study of the influence of femtosecond laser polarisation on direct writing of waveguides // *Optics Express*. — 2006. — Vol. 14, no. 26. — P. 13158. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.14.013158>.
77. *Weiner A. M.* Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators // *Review of Scientific Instruments*. — 2000. — . — Vol. 71, no. 5. — Pp. 1929–1960. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1150614>.
78. Size correction in ultrafast laser processing of fused silica by temporal pulse shaping / A. Mermillod-Blondin, C. Mauchair, A. Rosenfeld et al. // *Applied Physics Letters*. — 2008. — . — Vol. 93, no. 2. — P. 021921. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2958345>.
79. Polarization Entangled State Measurement on a Chip / Linda Sansoni, Fabio Sciarrino, Giuseppe Vallone et al. // *Physical Review Letters*. — 2010. — . — Vol. 105, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.105.200503>.
80. Rotated waveplates in integrated waveguide optics / Giacomo Corrielli, Andrea Crespi, Riccardo Geremia et al. // *Nature Communications*. — 2014. — . — Vol. 5, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms5249>.
81. Quantum interferometry with three-dimensional geometry / Nicolò Spagnolo, Lorenzo Aparo, Chiara Vitelli et al. // *Scientific Reports*. — 2012. — . — Vol. 2, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep00862>.
82. Experimental validation of photonic boson sampling / Nicolò Spagnolo, Chiara Vitelli, Marco Bentivegna et al. // *Nature Photonics*. — 2014. — . — Vol. 8, no. 8. — Pp. 615–620. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.135>.
83. Experimental two-dimensional quantum walk on a photonic chip / Hao Tang, Xiao-Feng Lin, Zhen Feng et al. // *Science Advances*. — 2018. — . — Vol. 4, no. 5. — P. eaat3174. — URL: <https://doi.org/10.1126/sciadv.aat3174>.

84. Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics / E. G. Gamaly, A. V. Rode, B. Luther-Davies, V. T. Tikhonchuk // *Physics of Plasmas*. — 2002. — . — Vol. 9, no. 3. — Pp. 949–957. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1447555>.
85. Thermally reconfigurable quantum photonic circuits at telecom wavelength by femtosecond laser micromachining / Fulvio Flamini, Lorenzo Magrini, Adil S Rab et al. // *Light: Science & Applications*. — 2015. — . — Vol. 4, no. 11. — Pp. e354–e354. — URL: <https://doi.org/10.1038/lsa.2015.127>.
86. Design and fabrication of reconfigurable laser-written waveguide circuits / Zachary Chaboyer, A. Stokes, J. Downes et al. // *Optics Express*. — 2017. — . — Vol. 25, no. 26. — P. 33056. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.25.033056>.
87. Photonic simulation of entanglement growth and engineering after a spin chain quench / Ioannis Pitsios, Leonardo Banchi, Adil S. Rab et al. // *Nature Communications*. — 2017. — . — Vol. 8, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41467-017-01589-y>.
88. Experimental adaptive Bayesian estimation of multiple phases with limited data / Mauro Valeri, Emanuele Polino, Davide Poderini et al. // *npj Quantum Information*. — 2020. — . — Vol. 6, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41534-020-00326-6>.
89. Two-photon quantum walk in a multimode fiber / Hugo Defienne, Marco Barbieri, Ian A. Walmsley et al. // *Science Advances*. — 2016. — jan. — Vol. 2, no. 1. — P. e1501054. — URL: <https://doi.org/10.1126/sciadv.1501054>.
90. Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 15 μm by astigmatic beam focusing / G. Cerullo, R. Osellame, S. Taccheo et al. // *Optics Letters*. — 2002. — nov. — Vol. 27, no. 21. — P. 1938. — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.27.001938>.
91. Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses / M. Ams, G. D. Marshall, D. J. Spence, M. J. Withford // *Optics Express*. — 2005. — Vol. 13, no. 15. — P. 5676. — URL: <https://doi.org/10.1364/opex.13.005676>.

92. Three dimensional laser microfabrication in diamond using a dual adaptive optics system / Richard D. Simmonds, Patrick S. Salter, Alexander Jesacher, Martin J. Booth // *Optics Express*. — 2011. — nov. — Vol. 19, no. 24. — P. 24122. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.19.024122>.
93. Adaptive slit beam shaping for direct laser written waveguides / P. S. Salter, A. Jesacher, J. B. Spring et al. // *Optics Letters*. — 2012. — feb. — Vol. 37, no. 4. — P. 470. — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.37.000470>.
94. Refracted near-field measurements of refractive index and geometry of silica-on-silicon integrated optical waveguides / Philippe Oberson, Bernard Gisin, Bruno Huttner, Nicolas Gisin // *Applied Optics*. — 1998. — . — Vol. 37, no. 31. — P. 7268. — URL: <https://doi.org/10.1364/ao.37.007268>.
95. Control of directional evanescent coupling in fs laser written waveguides / Alexander Szameit, Felix Dreisow, Thomas Pertsch et al. // *Optics Express*. — 2007. — . — Vol. 15, no. 4. — P. 1579. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.15.001579>.
96. Arbitrary photonic wave plate operations on chip: Realizing Hadamard, Pauli-X, and rotation gates for polarisation qubits / René Heilmann, Markus Gräfe, Stefan Nolte, Alexander Szameit // *Scientific Reports*. — 2014. — Feb. — Vol. 4. — P. 4118.
97. Stress induced birefringence tuning in femtosecond laser fabricated waveguides in fused silica / Luís A. Fernandes, Jason R. Grenier, Peter R. Herman et al. // *Optics Express*. — 2012. — Oct. — Vol. 20, no. 22. — P. 24103.
98. Ultrafast laser induced electronic and structural modifications in bulk fused silica / K. Mishchik, C. D'Amico, P. K. Velpula et al. // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — . — Vol. 114, no. 13. — P. 133502. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4822313>.
99. Laser-written polarizing directional coupler with reduced interaction length / I. V. Dyakonov, M. Yu. Saygin, I. V. Kondratyev et al. // *Optics Letters*. — 2017. — . — Vol. 42, no. 20. — P. 4231.
100. CMOS-compatible, piezo-optomechanically tunable photonics for visible wavelengths and cryogenic temperatures / P. R. Stanfield, A. J. Leenheer,

- C. P. Michael et al. // *Optics Express*. — 2019. — . — Vol. 27, no. 20. — P. 28588. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.27.028588>.
101. *Midolo Leonardo, Schliesser Albert, Fiore Andrea*. Nano-opto-electro-mechanical systems // *Nature Nanotechnology*. — 2018. — . — Vol. 13, no. 1. — Pp. 11–18. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41565-017-0039-1>.
 102. *Reed Graham T., Png C.E. Jason*. Silicon optical modulators // *Materials Today*. — 2005. — . — Vol. 8, no. 1. — Pp. 40–50. — URL: [https://doi.org/10.1016/s1369-7021\(04\)00678-9](https://doi.org/10.1016/s1369-7021(04)00678-9).
 103. Ultracompact and low-power-consumption silicon thermo-optic switch for high-speed data / Ruihuan Zhang, Yu He, Yong Zhang et al. // *Nanophotonics*. — 2020. — . — Vol. 10, no. 2. — Pp. 937–945. — URL: <https://doi.org/10.1515/nanoph-2020-0496>.
 104. Low Power Reconfigurability and Reduced Crosstalk in Integrated Photonic Circuits Fabricated by Femtosecond Laser Micromachining / Francesco Ceccarelli, Simone Atzeni, Ciro Pentangelo et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2020. — . — Vol. 14, no. 10. — P. 2000024. — URL: <https://doi.org/10.1002/lpor.202000024>.
 105. *Spall J.C.* Multivariate stochastic approximation using a simultaneous perturbation gradient approximation // *IEEE Transactions on Automatic Control*. — 1992. — . — Vol. 37, no. 3. — Pp. 332–341. — URL: <https://doi.org/10.1109/9.119632>.
 106. *Kennedy J., Eberhart R.* Particle swarm optimization // Proceedings of ICNN'95 - International Conference on Neural Networks. — IEEE. — URL: <https://doi.org/10.1109/icnn.1995.488968>.
 107. *Vakil-Baghmisheh Mohammad-Taghi, Navarbafe Alireza*. A modified very fast Simulated Annealing algorithm // 2008 International Symposium on Telecommunications. — IEEE, 2008. — . — URL: <https://doi.org/10.1109/istel.2008.4651272>.
 108. Near-optimal single-photon sources in the solid state / N. Somaschi, V. Giesz, L. De Santis et al. // *Nature Photonics*. — 2016. — . — Vol. 10, no. 5. — Pp. 340–345. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.23>.

109. Demonstration of a scheme for the generation of “event-ready” entangled photon pairs from a single-photon source / Qiang Zhang, Xiao-Hui Bao, Chao-Yang Lu et al. // *Physical Review A*. — 2008. — . — Vol. 77, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.77.062316>.
110. *Varnava Michael, Browne Daniel E., Rudolph Terry*. How Good Must Single Photon Sources and Detectors Be for Efficient Linear Optical Quantum Computation? // *Physical Review Letters*. — 2008. — . — Vol. 100, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.100.060502>.
111. Resource-efficient generation of linear cluster states by linear optics with post-selection / D B Uskov, P M Alsing, M L Fanto et al. // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2015. — . — Vol. 48, no. 4. — P. 045502. — URL: <https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/4/045502>.
112. Generating entanglement with linear optics / Stasja Stanisic, Noah Linden, Ashley Montanaro, Peter S. Turner // *Physical Review A*. — 2017. — . — Vol. 96, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.96.043861>.
113. *Eisert J*. Optimizing Linear Optics Quantum Gates // *Physical Review Letters*. — 2005. — . — Vol. 95, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.95.040502>.
114. Quantum Information Processing / Ed. by Thomas Beth, Gerd Leuchs. — Wiley, 2005. — . — URL: <https://doi.org/10.1002/3527606009>.
115. *Lord Nick*. Matrix computations, 3rd edition, by G. H. Golub and C. F. Van Loan. Pp. 694. 1996. £25 (paper), £54 (hard). ISBN 0 8018 5414 8, 0 8018 5413 X. (Johns Hopkins University Press). // *The Mathematical Gazette*. — 1999. — . — Vol. 83, no. 498. — Pp. 556–557. — URL: <https://doi.org/10.2307/3621013>.
116. *Diele F., Lopez L., Peluso R.* // *Advances in Computational Mathematics*. — 1998. — Vol. 8, no. 4. — Pp. 317–334. — URL: <https://doi.org/10.1023/a:1018908700358>.
117. *Zou X B, Pahlke K, Mathis W*. Generation of a multi-photon Greenberger–Horne–Zeilinger state with linear optical elements and photon detectors // *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*. — 2005. — mar. —

Vol. 7, no. 4. — Pp. 119–121. — URL: <https://doi.org/10.1088/1464-4266/7/4/005>.

118. Characterization of a Photon-Number Resolving SNSPD Using Poissonian and Sub-Poissonian Light / Ekkehart Schmidt, Eric Reutter, Mario Schwartz et al. // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 2019. — . — Vol. 29, no. 5. — Pp. 1–5. — URL: <https://doi.org/10.1109/tasc.2019.2905566>.