Разработка дизайна планарных оптических волноводных структур и дифракционных решеток на основе тонкопленочного ниобата лития и слоев диоксида титана

© П.В. Волков[1], П.А. Бушуйкин[1], К.В. Сидоренко[2,¶], А.В. Здоровейщев[2], Г.А. Лемешевская[2], Д.С. Клементьев[2], И.В. Самарцев[2], А.И. Бобров[2]

[1] Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия
[2] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603022 Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: sidorenko@nifti.unn.ru

Поступила в Редакцию 24 декабря 2025 г.
В окончательной редакции 26 июня 2026 г.
Принята к публикации 29 июля 2026 г.

Выполнено математическое моделирование планарного нагруженного оптического волновода на основе диоксида титана и тонкопленочного ниобата лития. Для различных значений геометрических параметров исследуемой структуры, а также с учетом измеренных оптических характеристик слоев TiO_2 и $LiNbO_3$ были получены условие одномодовости, площадь фундаментальной поперечно-электрической моды и доля мощности оптического излучения, распространяющаяся в слое ниобата лития. Были получены оптимальные с точки зрения уменьшения оптических потерь значения ширины и толщины полоска TiO_2, составившие 1.1 мкм и 150 нм соответственно. Разработан оригинальный дизайн высокоэффективных дифракционных решеток, предназначенных для связи „волокно–чип", на тонкопленочной гибридной платформе $TiO_2/LiNbO_3$.

Ключевые слова: тонопленочный ниобат лития, нагруженный волновод, условие одномодовости, показатель преломления, дифракционные решетки.

DOI: 10.61011/FTP.2026.04.63695.8928

1. Введение

Тенденцией современного мира является быстрое развитие информационных технологий, сопровождающееся многократным увеличением объема обрабатываемой, передаваемой и хранимой информации. При этом эволюция современных электронных систем практически достигла своего апогея и требует внедрения принципиально новых подходов для решения постоянно возрастающих потребностей. Одним из таких подходов является использование квантово-фотонной технологии для решения различных задач в области передачи данных, высокопроизводительных вычислений и метрологии. Среди них можно выделить разработку сверхбыстрых квантовых вычислителей и дальнодействующих квантовых распределенных сетей, а также создание сенсоров, визуализаторов, спектроскопов.

Одним из важнейших искусственных материалов, широко использующихся в области фотонных технологий, с момента открытия его ферроэлектрических свойств в 1949 году [1] и по сей день является ниобат лития ($LiNbO_3$, LN). По сравнению с другими материалами ниобат лития обладает рядом уникальных характеристик, таких как широкий диапазон прозрачности, высокие электрооптические, нелинейно-оптические, акустооптические и пироэлектрические коэффициенты, а также стабильные химические и физические свойства [2].

Вышеперечисленные уникальные особенности ниобата лития позволили создать на его основе разнообразные фотонные устройства. Например, благодаря высоким электрооптическим коэффициентам LN были созданы и широко используются в современных магистральных волоконно-оптических системах связи высокоскоростные модуляторы на основе LN, работающие по схеме интерферометра Маха–Цендера [3].

В настоящее время благодаря развитию технологии гетероинтеграции (XOI) [4] тонкопленочный ниобат лития (TFLN) занимает лидирующее место в качестве платформы для создания устройств микроволновой фотоники. Использование платформы TFLN позволяет создавать волноводы непосредственно из LN за счет применения высокоразрешающей литографии и плазменного реактивного травления. Такие волноводы обладают сверхнизкими оптическими потерями ~ 2.7 дБ/м [5] (по сравнению с потерями 40–100 дБ/м у волноводов, полученных диффузией Ti [6]) и характеризуются низкими технологическими температурами формирования. Поэтому TFLN благодаря уникальному сочетанию таких свойств, как широкое окно прозрачности (0.35–5 мкм), высокий электрооптический коэффициент ($r33 \sim 31$ пм/В) и совместимость с комплементарно металл–оксид–полупроводник (КМОП)-технологиями, обеспечивает эффективную и линейную модуляцию излучения, открывает возможности для работы в различных спектральных диапазонах, потенциально перспективен для массового производства [7–9].

Несмотря на описанные выше преимущества, платформа TFLN сталкивается с серьезной фундаментальной проблемой — несоответствие модовых полей между субмикронным волноводом и стандартным более толстым (125 мкм) оптоволокном. Это приводит к снижению эффективности ввода/вывода излучения и увеличению вносимых оптических потерь. Высокие потери при вводе/выводе излучения являются ключевым ограничивающим фактором, напрямую снижающим динамический диапазон и отношение сигнал/шум всей системы [10,11]. Для решения этой проблемы исследователи рассматривают два основных подхода: торцевой ввод, заключающийся в прямой стыковке оптоволокна и торца фотонной интегральной схемы (ФИС), и вертикальный ввод с использованием дифракционных решеток.

Торцевой ввод технологически сложен для реализации на TFLN. Он требует высокоточной полировки краев чипа, формирования адиабатических тейперов для согласования мод, а также прецизионной юстировки при сборке. Помимо этого, использование торцевого ввода ограничивает размещение оптических портов лишь на периметре кристалла, снижая гибкость компоновки. Все эти факторы существенно увеличивают стоимость сборки конечного устройства. Тем не менее с использованием торцевого ввода удается получить довольно высокий коэффициент полезного действия (кпд) стыковки, например, в работе [12] продемонстрирован вариант ввода с потерями -1.2 дБ на торец.

В отличие от торцевого ввода, вертикальный ввод на основе дифракционных решеток [13] лишен указанных недостатков. Дифракционные решетки позволяют размещать порты ввода/вывода в любой точке поверхности чипа, обеспечивая двумерную масштабируемость ФИС. Они обладают большими допусками на юстировку волокна, что удешевляет сборку, и позволяют проводить эффективное тестирование схем на уровне пластины, что критически важно для снижения себестоимости массового производства.

Конструкция дифракционных решеток неразрывно связана с методом формирования волноведущих каналов ФИС. Наиболее прямым подходом является непосредственное травление TFLN, поскольку он обеспечивает монолитность итоговой структуры. Несмотря на это, данный подход сопряжен с технологическими сложностями глубокого травления TFLN для достижения идеальной поверхности боковых стенок (вертикальности и отсутствие шероховатости) [1,14]. Несмотря на сложности, работа [15] является одной из первых работ, в которой продемонстрирован успешный вертикальный ввод излучения в TFLN-волновод с эффективностью связи ~ -10 дБ. Попыткой обойти сложности травления TFLN является использование металлических дифракционных решеток. В частности, в исследовании [16] для вертикального ввода излучения использовалась периодическая структура из золотых наностержней, нанесенная на цельный LN-волновод. Этот метод позволил достичь эффективности связи ~ -5 дБ, а его главное преимущество — технологичность, так как он исключает этап глубокого травления ниобата лития, ограничиваясь стандартными процессами напыления металла и литографии. Отметим, что металлическая природа решетки неизбежно вносит дополнительные оптические потери на поглощение, приводит к разогреву структуры при увеличении мощности излучения и тем самым фундаментально ограничивает потенциальную эффективность такого подхода.

Альтернативным методом повышения эффективности связи является применение отражающего слоя, расположенного под волноводом. Данный подход позволяет перенаправить излучение, которое в противном случае было бы потеряно в подложке, обратно в направлении оптического волокна. Как следует из работ [17–19], этот принцип успешно применяется в фотонных платформах на основе кремния-на-изоляторе и позволяет достичь эффективности связи ~ -3 дБ. Для платформы TFLN [20] использование металлических отражателей (например, золота) под LN-волноводом и металлической дифракционной решеткой позволяет значительно увеличить эффективность связи волновода до ~ -2 дБ. Отметим, что технологическая реализация данного метода сопряжена с определенными сложностями, так как требует формирования отражающего слоя на этапе подготовки пластины TFLN до процессов литографии и травления волноводного слоя, а применение отражателей из металла ограничивает максимальную мощность излучения, вводимого в волновод.

Другим перспективным подходом для формирования как дифракционных решеток, так и непосредственно самих волноводов на платформе TFLN является использование нагружающего слоя — дополнительного диэлектрического материала с высоким показателем преломления, наносимого поверх пленки ниобата лития. В таких гибридных структурах световая мода концентрируется вблизи границы между LN и нагружающим слоем, что позволяет эффективно управлять распространением излучения. Поэтому в данном подходе для формирования рисунка оптических элементов ФИС нет необходимости производить глубокое травление TFLN, а можно ограничиться лишь травлением нагружающего слоя. В качестве нагружающего слоя может использоваться, например, кремний [21] или более распространенный и технологически освоенный нитрид кремния Si_3N_4 [22]. Эффективность связи таких волноводов с вертикальным вводом излучения составляет -4 — -5 дБ.

Таким образом, использование нагружающего слоя для формирования волноводов и дифракционных решеток представляется достаточно технологичным и перспективным подходом. Он позволяет избежать фундаментальных сложностей, присущих глубокому травлению ниобата лития, исключает необходимость создания захороненного металлического отражающего слоя при сохранении низкой величины оптических потерь пассивного волновода и высокой эффективности связи.

Такое решение существенно упрощает технологический маршрут изготовления ФИС, ее стоимость.

В настоящей работе в качестве нагружающего слоя предлагается использовать диоксид титана (TiO_2). Выбор диоксида титана обусловлен его высоким показателем преломления (~ 2.5), широкой полосой прозрачности, технологической совместимостью со стандартными КМОП-процессами, высокой эффективностью связи при вводе излучения с использованием TiO_2-дифракционной решетки (-4 дБ [23]), потенциально низкими оптическими потерями пассивных TiO_2-волноводов, высокими мощностными характеристиками волноводов.

Качество работы любой ФИС напрямую зависит от параметров основных ее узлов: элемента ввода оптического излучения в волноводный тракт и самого волноводного тракта. Цель настоящей работы — исследование влияния геометрических параметров на функционирование отдельных элементов ФИС, а также нахождение их оптимальных значений.

2. Результаты математического моделирования планарных волноводов

Для того чтобы иметь возможность проектировать сложные узлы ФИС, такие как дифракционные решетки, направленные ответвители или многомодовые интерферометры, необходимо выполнить математическое моделирование простой волноводной структуры. Поэтому вначале нами было выполнено математическое моделирование сечения нагруженного волновода на основе тонкопленочного ниобата лития с целью оптимизации его геометрических параметров. В нашей модели волноводная структура представляла собой пленку из ниобата лития x-cut среза на подложке из SiO_2 с осажденным на ней полоском диоксида титана. Сверху структура закрыта покровным слоем из SiO_2. Схема рассматриваемого планарного полоскового волновода, а также параметры и размеры расчетного объема показаны на рис. 1.

Математическое моделирование производилось в программном пакете Comsol Multiphysics с использованием модуля волновой оптики. Моделирование представляло собой анализ модового состава поперечного сечения волноводной структуры. Для корректного описания вытекающих мод использовались граничные условия рассеяния, а также идеально согласованные слои (PML) на границах расчетного объема.

Толщина пленки ниобата лития составляла 700 нм, толщина покровного слоя SiO_2 — 600 нм. Показатели преломления материалов были измерены на реальных структурах методом спектроскопической эллипсометрии на эллипсометре PhE-102 (Angstrom Advanced Inc., США). Значения показателей преломления на длине волны $\lambda = 1550$ нм приведены в табл. 1. В качестве варьируемых геометрических параметров мы рассматривали ширину и толщину полоска диоксида титана,

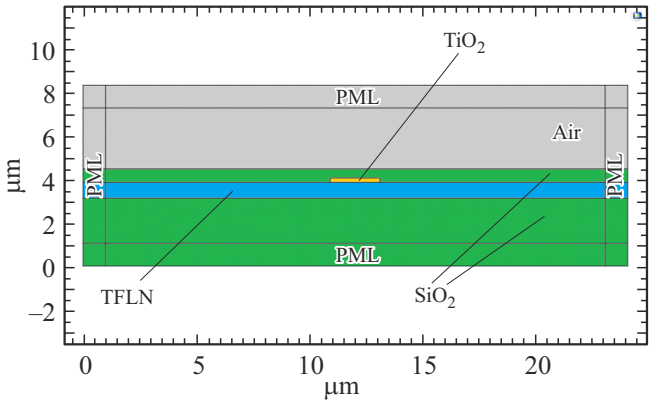


Рис. 1. Расчетный объем математической модели планарной волноводной структуры SiO_2/TFLN/TiO_2/SiO_2/Air. На границах расчетного объема задан идеально согласованный слой.

Таблица 1. Показатели преломления материалов, использованные в модели

Материал	Значение показателя преломления на длине волны $\lambda = 1550$ нм
SiO_2	1.46 ± 0.05
$LiNbO_3$ (обыкновенный)	2.21 ± 0.05
$LiNbO_3$ (необыкновенный)	2.13 ± 0.05
TiO_2	2.50 ± 0.05

осажденного на поверхность пленки ниобата лития. Ширина полоска w варьировалась в пределах $0.9-2$ мкм, для толщины h были выбраны три наиболее удобных с технологической точки зрения значения: 100, 150 и 200 нм.

В устройствах волноводной фотоники используются только одномодовые волноводы для того, чтобы избежать межмодовой дисперсии и дополнительных оптических потерь [24]. Поэтому геометрические параметры сечения волновода должны быть выбраны таким образом, чтобы поддерживалась только фундаментальная мода излучения. Проверка выполнения условия одномодовости проводилась методом, предложенным в работе [25]. Вначале рассматривается не содержащая полоска TiO_2 квазиодномерная слоевая структура SiO_2/TFLN/SiO_2/Air. Под квазиодномерностью в данном случае понимается симметрия в латеральной плоскости. Рассчитывался эффективный индекс n (1D) для основной поперечно-электрической (TE)-моды („вертикальная фундаментальная 1D мода“). Затем рассчитывался эффективный индекс первой возбужденной TE-моды n_{eff} для исследуемого волновода. Для того чтобы возбужденная мода была распространяющейся, необходимо выполнение условия $n_{\text{eff}} > n(1\text{D})$. В противном случае возбужденная мода будет вытекающей, а волновод будет одномодовым. В результате были получены

следующие условия одномодовости: для толщины полоска TiO_2 $h = 100$ нм ширина должна быть $w \leq 1.8$ мкм, для $h = 150$ нм ширина должна быть $w \leq 1.5$ мкм, для $h = 200$ нм ширина должна быть $w \leq 1.3$ мкм.

Другими важными характеристиками волноводных структур на основе TFLN являются площадь моды и доля мощности оптического излучения, приходящегося на слой ниобата лития PLN/Pwhole [26]. Потери на поглощение в данном спектральном диапазоне пренебрежимо малы. Потери на рассеяние также уменьшены за счет того, что основная часть моды погружена в ниобат лития и не соприкасается с шероховатостями на боковых гранях полоска TiO_2. Таким образом, основным механизмом потерь в таких волноводах становятся потери на излучение. Эти потери возрастают при уменьшении радиуса изгиба волновода, а также при увеличении площади моды. Следовательно, для данного приемлемого уровня потерь мы можем сделать узлы ФИС более компактными за счет уменьшения радиуса изгиба волновода, если сможем сильнее локализовать оптическую моду.

С другой стороны, элементы фазового смещения, принцип работы которых в структурах на платформе TFLN основан на электрооптическом эффекте, можно также сделать более компактными за счет увеличения интеграла перекрытия между управляющим электрическим полем и электрическим полем распространяющейся оптической моды. Поскольку материал TiO_2 не обладает электрооптическим эффектом, интеграл перекрытия будет зависеть от доли мощности излучения, распространяющегося внутри ниобата лития.

На рис. 2 представлены зависимости площади фундаментальной оптической TE-моды и доли мощности излучения в ниобате лития от геометрических параметров сечения волновода. Под площадью моды в данном случае понимается та часть сечения волновода, внутри которой плотность мощности распространяющегося оптического излучения составляет $1/e$ от максимальной мощности и более.

Из представленных на рис. 2, *a* зависимостей видно, что с увеличением толщины полоска TiO_2 площадь оптической моды уменьшается. При этом каждая из зависимостей площади моды от ширины полоска имеет характерный минимум вблизи значения $w = 1.1$ мкм. В свою очередь из представленных на рис. 2, *b* данных можно видеть, что с увеличением толщины или ширины полоска TiO_2 доля мощности оптического излучения в слое ниобата лития монотонно уменьшается. Данные зависимости можно объяснить тем, что оксид титана имеет показатель преломления, значительно больший по сравнению с ниобатом лития (2.5 против 2.13 для TE-моды). Вследствие этого полосок TiO_2 при увеличении его поперечных геометрических размеров забирает бóльшую часть оптической мощности в себя, и мода излучения локализуется в границах полоска.

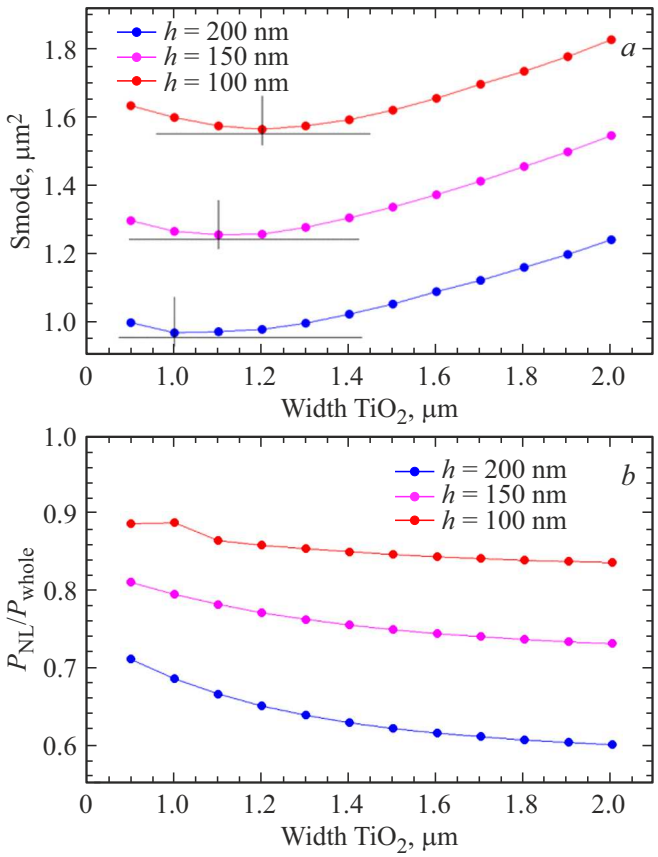


Рис. 2. Зависимости площади фундаментальной оптической TE-моды (*a*) и доли мощности излучения в ниобате лития для фундаментальной оптической TE-моды (*b*) от геометрических параметров сечения волновода.

С практической точки зрения оптимальным значением ширины полоска TiO_2 является значение $w = 1.1$ мкм, поскольку площадь моды для любой толщины полоска находится вблизи минимума (рис. 2, *a*), а доля мощности излучения в ниобате лития близка к максимальному значению (рис. 2, *b*). Для того чтобы выбрать оптимальное значение для толщины полоска TiO_2, было принято во внимание следующее соображение: при увеличении толщины полоска на 50 нм (от 100 до 150 нм) величина P_{LN}/P_{whole} уменьшается незначительно ($\sim 10\,\%$), тогда как площадь моды уменьшается на $\sim 25\,\%$, что сильно снижает потери на излучение на изгибах волновода. При этом большая толщина полоска ($h = 200$ нм) приводит к появлению ряда негативных особенностей, а именно увеличивается шероховатость стенок полоска TiO_2, снижается однородность материала по площади. Эти особенности, которые ухудшают характеристики полоска, сложно устранить технологическим путем. Исходя из всего вышеперечисленного оптимальным значением толщины полоска было выбрано значение $h = 150$ нм.

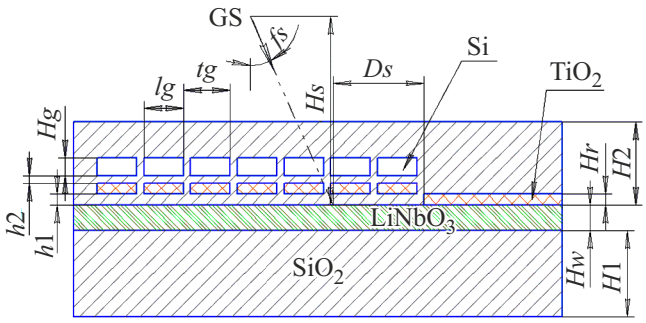


Рис. 3. Двойная ДР для TFLN-структуры. Использовались следующие обозначения: $H1$ — толщина нижнего слоя SiO_2; Hw — толщина слоя $LiNbO_3$; Hr — толщина слоя TiO_2; $H2$ — полная толщина структуры над слоем $LiNbO_3$; $h1$ — толщина слоя SiO_2 между $LiNbO_3$ и ДР в слое TiO_2; $h2$ — толщина слоя SiO_2 между TiO_2 и кремниевой ДР; Hg — толщина кремниевой ДР; lg — ширина полоска кремниевой ДР; tg — период кремниевой ДР; Ds — расстояние от края ДР до центра светового пятна; Hs — высота источника; fs — угол падения оптического излучения.

3. Математическое моделирование дифракционных решеток

Проблема эффективной связи одномодового оптического волокна (ОВ) и ФИС является одной из ключевых для создания конечных устройств. Как было сказано выше, одним из часто используемых методов является применение дифракционных решеток (ДР) в силу их существенно большей технологичности по сравнению с торцевыми решениями. При формировании волновода путем травления слоя $LiNbO_3$ ДР также, как правило, формируют непосредственно в $LiNbO_3$ [27]. Формирование таких решеток технологически сложная процедура в силу проблем с травлением $LiNbO_3$, которые были отмечены выше. Соответственно, при использовании нагружающих полосков можно сформировать ДР также в нагружающем слое. Однако данный подход имеет ограничения по эффективности, обусловленные малой оптической толщиной слоя и, соответственно, не очень высокой эффективностью дифракции на такой решетке. В частности, в работе [28] в качестве материала, формирующего волновод, использовался Si_3N_4, в котором и формировалась ДР. Эффективность такой решетки составила $\sim 35\,\%$ (-4.7 дБ), причем бóльшую эффективность для периодической решетки на данном материале получить невозможно. Поскольку показатель преломления TiO_2 близок к показателю преломления Si_3N_4, теоретический предел эффективности ДР, выполненных в слое TiO_2, находится на примерно том же уровне.

Отметим, что, поскольку TiO_2 редко использовался в качестве слоя, формирующего волновод в структурах TFLN, и работ по разработке эффективных ДР для таких структур нет. Можно отметить работу [23], в которой слой TiO_2 используется в области формирования поверхностной металлической ДР, при этом сам волновод формируется с помощью травления слоя $LiNbO_3$. Предлагаемая в нашей работе конструкция с кремниевой ДР поверх слоя TiO_2 ранее в работах не рассматривалась.

Известно, что достаточно высокую эффективность ДР в структурах с травлением $LiNbO_3$ получали при нанесении высококонтрастного материала на поверхность $LiNbO_3$ и формировании ДР в нем. Например, в работе [29] решетка изготавливалась из золота, а в работе [30] — из кремния. Поскольку в нашем случае волноводы формировались за счет нагружающих полосков, изготовление ДР на поверхности непосредственно $LiNbO_3$ заметно усложняет технологический процесс. В работе было предложено сформировать гибридную решетку, состоящую из двух слоев. Первая ДР формируется в слое TiO_2, затем наносится защитный слой SiO_2, далее наносится слой Si, в котором формируется вторая ДР. Схема представлена на рис. 3.

Первая ДР в слое TiO_2 формируется одновременно с нагружающими полосками, что минимизирует возможность повреждения поверхности $LiNbO_3$. При этом защитный слой SiO_2, нанесенный поверх первой ДР, выступает стоп-слоем при травлении ДР в Si и позволяет сформировать рисунок с хорошим качеством.

Условие дифракции Брэгга для ДР можно записать как [31]

$$n_{\text{eff}} - n_1 \sin\theta_1 = \frac{\lambda}{\Lambda}, \tag{1}$$

где n_1 — показатель преломления покровного слоя ДР, θ_1 — угол падения излучения на ДР, λ — длина волны падающего излучения, Λ — период ДР, n_{eff} — эффективный показатель преломления ДР. В первом приближении эффективный показатель преломления решетки (n_{eff}) можно определить через эффективные показатели преломления протравленных канавок (n_e) и непротравленных областей (n_{o}) [31]:

$$n_{\text{eff}} = F \cdot n_{\text{o}} + (1 - F) \cdot n_e. \tag{2}$$

Таким образом, эффективный показатель преломления решетки (n_{eff}) оказывается зависящим как от фактора заполнения F, так и от глубины травления канавок решетки, поскольку увеличение глубины травления приводит к уменьшению показателя преломления канавок (n_e). Очевидно, что в рамках данного приближения изменение геометрических параметров ДР можно компенсировать изменением угла падения излучения, однако выражение (1) не позволяет оценить эффективность ввода излучения. Для точного анализа используются численные методы, но многие зависимости можно понять из общих соображений. Так, изменение толщины слоя SiO_2 под кремниевой ДР ($h2$) практически не влияет на дифракцию, но меняет положение дифрагировавшей волны относительно волновода, что приводит к изменению интеграла перекрытия и, соответственно, к изменению эффективности ввода излучения. Как показывает моделирование, оптимальная толщина данного слоя лежит

Таблица 2. Базовые параметры структуры

$H1$, мкм	Hw, мкм	$H2$, мкм	Hs, мкм
2	0.7	2	9

Таблица 3. Оптимальные значения параметров для двойной ДР

Hr, мкм	tg, мкм	lg/tg	$h1$, мкм	$h2$, мкм	Hg, мкм	fs, град	Ds, мкм
0.15	0.83	0.62	0	0.07	0.25	18.7	5

в диапазоне 60–120 нм, при этом конкретное значение зависит от оптимального угла падения излучения и от параметров волновода. Толщина ДР также должна иметь оптимум, поскольку малая толщина приведет к низкой эффективности дифракции, а при большой толщине интеграл перекрытия между дифрагировавшей волной и модой волновода будет незначительным. Моделирование показывает, что оптимум лежит в диапазоне 150–300 нм и зависит от остальных параметров структуры. Сильная взаимная зависимость параметров приводит к возникновению большого количества локальных экстремумов с близкими результатами с точки зрения эффективности ввода/вывода излучения, что усложняет поиск глобального экстремума.

Моделирование структуры осуществлялось в пакете ANSYS Lumerical методом FDTD в 2D приближении. Излучение из одномодового оптического волокна аппроксимировалось гауссовым пучком с шириной перетяжки 10 мкм, что очень хорошо описывает стандартное ОВ на длине волны 1.55 мкм.

Часть параметров структуры была фиксированная, а по остальным осуществлялся оптимизационный поиск роевым методом. Фиксированные параметры приведены в табл. 2.

Выбор фиксированных параметров был обусловлен следующими соображениями. Толщина слоя SiO_2, равная 2 мкм, является типичной для пластин кремний-на-изоляторе (КНИ), применяемых в фотонике, поскольку обеспечивает хорошую изоляцию поля волноводной моды от утекания в подложку. Толщина слоя $LiNbO_3$, равная 0.7 мкм, является типичной для TFLN-структур и позволяет получить высокую эффективность электрооптического эффекта при волноводном распространении света. Толщина покровного слоя SiO_2 и высота источника над поверхностью слабо влияют на результат и были выбраны из соображений удобства расчета. Целевым параметром при оптимизации выступала эффективность связи между ОВ и ФИС. Результаты оптимизационного поиска приведены в табл. 3.

Здесь необходимо отметить, что оптимальные значения для толщины слоя TiO_2 в ДР и планарном волноводе полностью совпадают.

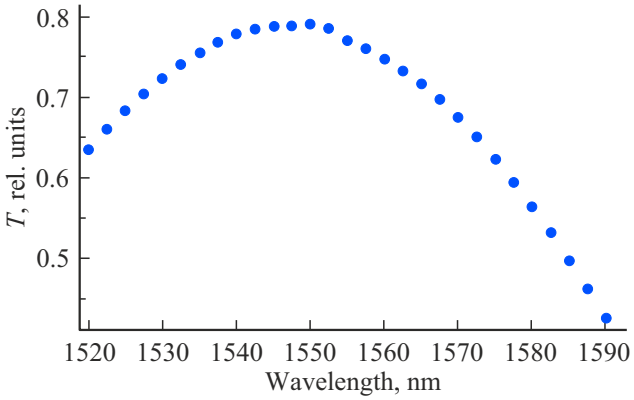


Рис. 4. Спектральная зависимость эффективности ввода для двойной ДР, с оптимальными параметрами.

Определим эффективность решетки как отношение мощности запитанной в волновод к мощности падающей на верхний слой всей структуры. На рис. 4 приведена спектральная зависимость эффективности ввода излучения при оптимальных параметрах структуры.

Максимальная эффективность ввода наблюдается вблизи длины волны 1550 нм и равна 78.7 %, что является очень хорошим результатом по сравнению с ДР, сформированными непосредственно в слое TiO_2. Ширина рабочей полосы такой ДР на уровне −1 дБ получается 53 нм, что больше, чем ширина C диапазона сетки (dense wavelength division multiplexing) в DWDM (35 нм) и близко к ширине L диапазона (60 нм).

Отметим, что все значения параметров структуры, полученные в ходе оптимизации, достижимы технологически в рамках стандартных процессов. Толщины слоев лежат в диапазоне 100–300 нм, что легко реализуемо современными методами осаждения тонких пленок. Период ДР составил 0.83 мкм, что может быть реализовано с помощью фотолитографии не самого высокого разрешения, например в рамках КМОП процесса с технологическими нормами 350 нм. Отдельно отметим, что оптимальным значением толщины слоя SiO_2 под решеткой в TIO_2 является 0. Таким образом, в оптимальной конфигурации первая ДР находится в одном технологическом слое с нагружающими полосками и изготовлена из того же материала, что минимизирует число технологических операций.

Важным вопросом является устойчивость решения к технологическому разбросу параметров. Для оценки данного влияния в итоговую модель был добавлен случайный разброс параметров. Толщина ДР и толщина слоя TiO_2 варьировались в диапазоне ±10 нм от оптимального значения (табл. 3). И был дополнительно добавлен разброс длины штрихов ДР в диапазоне ±20 нм, при этом длина каждого штриха изменялась независимо. Было проведено моделирования 100 случайных конфигураций в указанном диапазоне разброса параметров. Получившаяся зависимость эффективности ввода

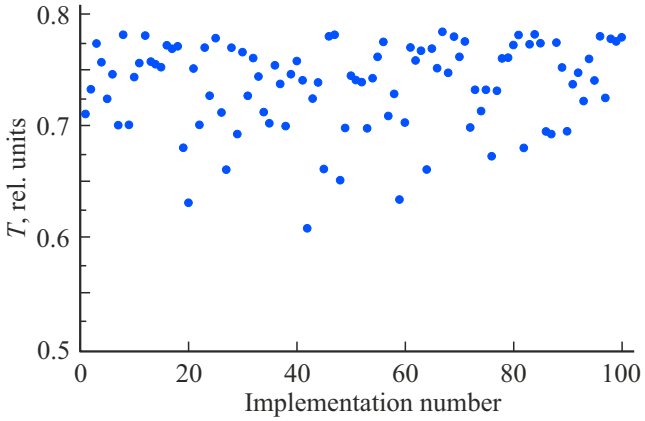


Рис. 5. Разброс эффективности ввода излучения при случайном варьировании толщины ДР, длины штрихов ДР и толщины слоя TiO_2.

излучения приведена на рис. 5. Видно, что примерно для 90 % реализаций эффективность ввода излучения лежит в диапазоне 70–78 %, что является приемлемым результатом.

Таким образом, предложенная схема двойной ДР позволяет получить высокую эффективность ввода оптического излучения в ФИС из одномодового ОВ без существенного усложнения технологического процесса и без травления $LiNbO_3$.

4. Заключение

В рамках данной статьи выполнено комплексное математическое моделирование основных узлов ФИС на платформе TiO_2/TFLN: волноводного тракта и дифракционной решетки. Исходя из условий одномодовости, а также в рамках исследования влияния геометрических параметров на площадь моды и долю мощности излучения, локализованного в слое ниобата лития, были получены оптимальные значения для ширины ($w = 1.1$ мкм) и толщины ($h = 150$ нм) нагружающего полоска TiO_2.

В качестве элемента ввода излучения в волноводный тракт в работе был предложен дизайн высокоэффективной гибридной двухслойной дифракционной решетки. Геометрические параметры ДР были оптимизированы в рамках математического моделирования методом роя. Было показано, что максимальная эффективность ввода излучения для выбранных параметров составляет 78.7 % (вблизи телекоммуникационной длины волны 1550 нм), что является очень хорошим результатом по сравнению с ДР, сформированными непосредственно в слое TiO_2. При этом ширина рабочей полосы на уровне -1 дБ составляет 53 нм, что больше, чем ширина C диапазона сетки DWDM (35 нм). Также оптимальная толщина слоя TiO_2 как для волноводов, так и для ДР составила 150 нм, что позволит обойтись в процессе производства без переходных элементов.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2025-0008.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] B.T. Matthias, J.P. Remeika. Phys. Rev. B, **76**, 1886 (1949). https://doi.org/10.1103/physrev.76.1886.2
[2] R.S. Weis, T.K. Gaylord. Appl. Phys. A, **37**, 191 (1985). https://doi.org/10.1007/BF00614817
[3] E.L. Wooten, G.E. Bethea, R.E. Lampert, D.L. Harvey, D.E. Hagerman, J.J. Wessel, W.S.C. Chang, N.A. Andersen, M.K. Giles, J.N. Jain. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **6**, 69 (2000). https://doi.org/10.1109/2944.826874
[4] IEEE. The International Roadmap for Devices and Systems™, 2021 Update. https://irds.ieee.org/images/files/pdf/2021/2021IRDS_MtM.pdf
[5] M. Zhang, C. Wang, R. Cheng, A. Shams-Ansari, M. Lončar. Optica, **4**, 1536 (2017). https://doi.org/10.1364/OPTICA.4.001536
[6] F. Généreux, G. Baldenberger, B. Bourliaguet, R. Vallée. Optics Lett., **32**, 1108 (2007). https://doi.org/10.1364/ol.32.001108
[7] F. Labbé, Ç. Ekici, I. Zhdanov, A.L. Muthali, L.K. Oxenløwe, Y. Ding. Adv. Photon., **7**, 044002 (2025). https://doi.org/10.1117/1.AP.7.4.044002
[8] Y. Hu, D. Zhu, S. Lu, X. Zhu, Y. Song, D. Renaud, D. Assumpcao, R. Cheng, C.J. Xin, M. Yeh, H. Warner, X. Guo, A. Shams-Ansari, D. Barton, N. Sinclair, M. Lončar. Nature Rev. Phys., **7**, 237 (2025). https://doi.org/10.1038/s42254-025-00825-5
[9] G. Chen, N. Li, J.D. Ng, H.L. Lin, Y. Zhou, Y.H. Fu, L.Y.T. Lee, Y. Yu, A.Q. Liu, A.J. Danner. Adv. Photon., **4**, 034003 (2022). https://doi.org/10.1117/1.AP.4.3.034003
[10] A. Boes, B. Corcoran, L. Chang, J. Bowers, A. Mitchell. Laser Photon. Rev., **12**, 1700256 (2018). https://doi.org/10.1002/lpor.201700256
[11] L. He, M. Zhang, A. Shams-Ansari, R. Zhu, C. Wang, M. Lončar. Optics Lett., **44**, 2314 (2019). https://doi.org/10.1364/OL.44.002314
[12] J.L. Han, M.Q. Li, R.B. Wu, J. Yu, L. Gao, Z. Fang, M. Wang, Y. Liang, H. Zhang, Y. Cheng. Opto-Electron. Sci., **4**, 250004 (2025). https://doi.org/10.29026/oes.2025.250004
[13] F. Amanti, G. Andrini, F. Armani, F. Barbato, V. Bellani, V. Bonaiuto, S. Cammarata, M. Campostrini, T.H. Dao, F.D. Matteis, V. Demontis, S. Donati, G. Giuseppe, S.D. Tchernij, A. Fontana, J. Forneris, L. Frontini, R. Gunnella, S. Ladanza, A.E. Kaplan, C. Lacava, V. Liberali, L. Martini, F. Marzioni, L. Morescalchi, E. Pedreschi, P. Piergentili, D. Prete, V. Rigato, C. Roncolato, F. Rossella, M. Salvato, F. Sargeni, J. Shojaii, F. Spinella, A. Stabile, A. Toncelli, V. Vitali. Photonics, **11**, 494 (2024). https://doi.org/10.3390/photonics11060494
[14] S.S.P. Kumar, N.N. Klimov, P.S. Kuo. AIP Advances, **14**, 065317 (2024). https://doi.org/10.1063/6.0003522

[15] M.S. Nisar, X. Zhao, A. Pan, S. Yuan, J. Xia. IEEE Photon. J., **9**, 6600208 (2017). https://doi.org/10.1109/JPHOT.2016.2630314
[16] Z. Ruan, J. Hu, Y. Xue, J. Liu, B. Chen, J. Wang, K. Chen, P. Chen, L. Liu. Opt. Express, **28**, 35615 (2020). https://doi.org/10.1364/OE.411284
[17] S.K. Selvaraja, D. Vermeulen, M. Schaekers, E. Sleeckx, W. Bogaerts, G. Roelkens, P. Dumon, D. Van Thourhout, R. Baets. Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2009) (Baltimore, MD, USA, 2009) paper CTuC6. https://doi.org/10.1364/CLEO.2009.CTuC6
[18] M. Emsley, O. Dosunmu, M.S. Ünlü. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **8**, 948 (2002). https://doi.org/10.1109/JSTQE.2002.801692
[19] F. Van Laere, G. Roelkens, M. Ayre, J. Schrauwen, D. Taillaert, D. Van Thourhout, T.F. Krauss, R. Baets. J. Lightwave Technol., **25**, 151 (2007). https://doi.org/10.1109/JLT.2006.888164
[20] Z. Chen, R. Peng, Y. Wang, H. Zhu, H. Hu. Optical Mater. Express, **7**, 4010 (2017). https://doi.org/10.1364/OME.7.004010
[21] Z. Chen, Y. Wang, H. Zhang, H. Hu. Optical Mater. Express, **8**, 1253 (2018). https://doi.org/10.1364/OME.8.001253
[22] X. Han, Y. Jiang, A. Frigg, H. Xiao, P. Zhang, A. Boes, T. Nguyen, J. Yang, G. Ren, Y. Su, Y. Tian. APL Photonics, **6**, 086108 (2021). https://doi.org/10.1063/5.0055213
[23] J. Lee, M.S. Kwon. Optics Lett., **50**, 2133 (2025). https://doi.org/10.1364/OL.555001
[24] L. Li, Yi. Zou, H. Lin, X. Sun, N.-N. Feng, S. Danto, K. Richardson, T. Gu, M. Haney. J. Lightwave Technol., **31**, 4080 (2013). https://doi.org/10.1109/JLT.2013.2285382
[25] H. Huang, K. Liu, B. Qi, V.J. Sorger. J. Lightwave Technol., **34**, 3811 (2016).
[26] Sh. Li, L. Cai, Y. Wang, Y. Jiang, H. Hu. Opt. Express, **23**, 24212 (2015). https://doi.org/10.1364/OE.23.024212
[27] M.S. Nisar, X. Zhao, A. Pan, S. Yuan, J.S. Xia. IEEE Photon. J., **9** (6), 600208 (2017). https://doi.org/10.1109/JPHOT.2016.2630314
[28] F. Yang, H. Fang, H. Han, B. Xiang. Crystals, **12**, 70 (2022). https://doi.org/10.3390/cryst12010070
[29] B. Chen, Z. Ruan, K. Chen, L. Liu. Optics Lett., **48**, 1434 (2023). https://doi.org/10.1364/OL.481277
[30] X. Zhou, Y. Xue, F. Ye, Z. Feng, Y. Li, X. Sun, K.M. Lau, H.K. Tsang. Optics Lett., **48**, 3267 (2023). https://doi.org/10.1364/OL.489753
[31] R. Marchetti, C. Lacava, L. Carroll, K. Gradkowski, P. Minzioni. Photonics Res., **7**, 201 (2019). https://doi.org/10.1364/PRJ.7.000201

Редактор Г.А. Оганесян

Design development of planar optical waveguide structures and diffraction gratings based on thin-film lithium niobate and titanium dioxide layers

P.V. Volkov[1], P.A. Bushuykin[1], K.V. Sidorenko[2], A.V. Zdoroveyshchev[2], G.A. Lemeshevskaya[2], D.S. Klementyev[2], I.V. Samartsev[2], A.I. Bobrov[2]

[1] Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia
[2] Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603022 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Numerical modeling of a planar strip-loaded optical waveguide based on titanium dioxide and thin-film lithium niobate has been carried out. For various values of the geometric parameters of the structure under study, and taking into account the measured optical characteristics of the TiO_2 and $LiNbO_3$ layers, the single–mode condition, the area of the fundamental transverse-electric mode, and the fraction of the optical radiation power propagating in the lithium niobate layer were obtained. The optimal values of the TiO_2 strip width and thickness, in terms of minimizing optical losses, were found to be 1.1 μm and 150 nm, respectively. An original design of highly efficient diffraction gratings for 9 coupling on a thin-film $TiO_2/LiNbO_3$ hybrid platform has been developed.