

Обратный дизайн метаповерхности для высокоапертурной фокусировки волноводной моды в свободное пространство

© М.А. Подобрий, А.В. Барулин[¶]

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Центр фотоники и двумерных материалов,
Долгопрудный, Московская обл. Россия

[¶] e-mail: alexbarulin73@gmail.com

Поступила в редакцию 03.12.2025 г.

В окончательной редакции 01.02.2026 г.

Принята к публикации 03.06.2026 г.

Разработка эффективных элементов для вывода и управления излучением в планарных интегральных схемах остается актуальной задачей кремниевой фотоники. В работе представлен дизайн и численное исследование компактного элемента фотонной интегральной схемы на основе метаповерхности для эффективного вывода и фокусировки излучения из планарного волновода в свободное пространство. Для решения этой задачи был применен метод обратного дизайна, который позволяет свести проблему физического дизайна к задаче максимизации целевой функции — интенсивности в заданной точке фокуса. Мы демонстрируем универсальность подхода, представив три оптимизированных дизайна интегральных метаповерхностей из нитрида кремния в виде наноструктур на торце планарного волновода, работающих на длинах волн 488, 532 и 633 nm. Результаты моделирования показывают, что все дизайны обеспечивают хорошую эффективность фокусировки и формируют четко выраженное фокальное пятно с размерами, близкими к дифракционному пределу. Ключевым преимуществом конструкции является её высокая технологичность, достигаемая за счёт формирования волновода и метаповерхности в едином слое нитрида кремния одинаковой высоты, что исключает необходимость многоступенчатой интеграции наноструктур поверх волновода. Полученные результаты подтверждают перспективность использования метода обратного дизайна для создания высокоэффективных и компактных элементов вывода излучения для нового поколения фотонных интегральных устройств.

Ключевые слова: металлинзы, фотонные интегральные схемы, обратный дизайн, метод конечных разностей во временной области.

DOI: 10.61011/OS.2026.08.63706.15-26

Введение

Метаповерхности — это двумерные упорядоченные массивы субволновых наноструктур, позволяющие управлять амплитудой, фазой и поляризацией света с высоким пространственным разрешением [1–4]. Благодаря компактности, широким возможностям по формированию произвольных волновых фронтов и совместимости с современными планарными технологиями, метаповерхности рассматриваются как перспективная альтернатива традиционной макроскопической оптике. Особенно интенсивно в последнее десятилетие развивается направление создания металлинз — ультратонких фокусирующих элементов, способных обеспечивать высокое качество формирования изображений и миниатюризацию оптических систем [5–11].

Одной из наиболее востребованных областей применения металлинз является интеграция с фотонными кристаллами, волноводами и другими компонентами планарной оптики, что позволяет создавать полностью интегрированные оптоэлектронные устройства для применений в микроскопии, биосенсорике, средствах дополненной реальности, квантовой оптики и телекоммуникациях [12–18]. Интегральные металлинзы позволяют вывести свет из волноводов в свободное пространство, фор-

мировать фокусированные пучки и осуществлять связь между чипом и внешними оптическими системами. Однако дизайн подобных структур является нетривиальной задачей вследствие необходимости учитывать сильное взаимодействие между волноводными модами и массивами мета-атомов [17]. Помимо этого, процесс создания двухслойных интегральных металлинз проводится путем двухэтапной электронной литографии [15,19], что существенно увеличивает продолжительность и сложность изготовления структур, в особенности перенесение с точным наложением шаблонов металлинз и фотонных интегральных схем.

В последние годы активно развивается метод обратного дизайна [20–25] — подход к проектированию оптических наноструктур, при котором задаётся желаемая функциональность устройства, а геометрия и распределение элементов и их материал находятся автоматически с помощью численной оптимизации. Алгоритм находит структуру, максимизирующую заданную метрику — например, эффективность фокусировки или форму волнового фронта. Такой подход уже продемонстрировал успех в задачах дизайна дифракционных решеток, высокоапертурных, ахроматических, волноводно-интегрированных металлинз и различных нанофотонных компонентов [16,24,26–30].

В настоящей работе мы представляем дизайн и численное исследование метаповерхности на основе нитрида кремния, которая эффективно выводит и фокусирует фундаментальную моду планарного волновода в свободное пространство с высокой числовой апертурой. Фотонная интегральная схема не требует интеграции метаповерхности с дополнительными наноструктурами поверх волновода, таким образом упрощая схему интегральной метаповерхности без потери качества фокусировки [15]. Для поиска оптимальной структуры был применен метод сопряженной оптимизации в сочетании с эффективным начальным дизайном. Мы демонстрируем универсальность подхода обратного дизайна, представив три оптимизированных структуры для типичных длин волн синего, зеленого и красного цветов, демонстрирующие потенциал для применений в фотонике во всем видимом диапазоне. По сведению авторов в настоящей работе впервые продемонстрирована возможность высокоапертурной фокусировки волноводной моды в свободное пространство с помощью метаповерхности без использования многослойных наноструктур. Проведенный анализ показывает, что полученные структуры обеспечивают эффективность фокусировки и формируют пятно с размерами, близкими к дифракционному пределу, что подтверждает перспективность предложенной методологии для создания компактных и технологичных элементов вывода излучения в интегральной фотонике.

Методы

Исследуемая структура представляет собой интегрированную оптическую систему, включающую планарный волновод толщиной 150 nm и шириной 600 nm из нитрида кремния (Si_3N_4). На выходе волновода расположен уширитель, обеспечивающий эффективный вывод излучения на интегрированную метаповерхность. Метаповерхность имеет размеры $10 \times 10 \mu\text{m}$ и состоит из массива прямоугольных мета-атомов также из нитрида кремния такой же высоты. Это позволяет реализовать волновод и метаповерхность в рамках одного литографического цикла.

Основная функция метаповерхности — преобразование фундаментальной моды TE_0 волновода в пучок, излучаемый в свободное пространство и фокусируемый с числовой апертурой $NA = 0.7$. Вся структура сформирована на подложке Si/SiO_2 и полностью инкапсулирована в оболочку SiO_2 толщиной $1 \mu\text{m}$. Схематическое изображение структуры приведено на рис. 1, а.

Низкое поглощение нитрида кремния позволяет использовать его для любой длины волны в видимом диапазоне. Для демонстрации универсальности предложенного подхода были спроектированы три варианта метаповерхностей, рассчитанные для длин волн 488, 532 и 633 nm, соответствующих стандартным синей, зелёной и красной лазерным линиям.

Проектирование метаповерхности выполнялось с использованием метода сопряженной оптимизации [16,31]. Основной принцип этого метода заключается в формулировании задачи дизайна как задачи математической оптимизации, где геометрические параметры мета-атомов изменяются таким образом, чтобы максимизировать заранее определённую целевую функцию. В данном случае оптимизация направлена на максимизацию интенсивности электрического поля в заданной фокальной точке.

Параметрами оптимизации являются положения и латеральные размеры прямоугольных мета-атомов. Целевая функция имеет вид:

$$I = |E_y(\mathbf{r}_f)|^2, \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_f$ — координата фокуса, а E_y — у-поляризованная компонента электрического поля, что соответствует поляризации фундаментальной TE -моды.

Для вычисления градиента целевой функции по параметрам применялся сопряжённый метод, позволяющий получить весь градиент всего за две электромагнитные симуляции — прямую и сопряжённую. Численное моделирование выполнялось методом конечных разностей во временной области с помощью программы Lumerical FDTD. В качестве граничных условий были использованы слои PML. Для ускорения расчетов была использована антисимметрия TE -моды относительно плоскости xz , что позволило уменьшить в 2 раза объем моделирования.

Алгоритм оптимизации схематично изображен на рис. 1, б. В прямом моделировании источником служила TE_0 мода волновода. В сопряжённом моделировании в центре требуемого фокуса размещался точечный у-поляризованный диполь, возбуждающий сопряжённое поле. Это моделирование, по сути, обращает процесс во времени, показывая, как поле из фокуса должно вернуться обратно через метаповерхность в волновод. Производная целевой функции по смещению боковой грани мета-атома вычисляется по следующим формулам [31]

$$\frac{\partial I}{\partial \mathbf{w}} = 2\text{Re} \left\{ E_y^*(\mathbf{r}_f) \frac{\partial E_y(\mathbf{r}_f)}{\partial w} \right\}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_y(\mathbf{r}_f)}{\partial w_i} &= \frac{1}{2} j \omega (n_m^2 - n_c^2) \\ &\times \int_{\Omega_i} \left(\mathbf{E}_{\parallel}^f \cdot \mathbf{E}_{\parallel}^a + \frac{1}{n_m^2 n_c^2} D_{\perp}^f D_{\perp}^a \right) dA, \end{aligned} \quad (3)$$

где w_i параметризует смещение границы Ω_i в направлении внешней нормали, n_m и n_c — показатели преломления мета-атома и окружающей оболочки соответственно, $\mathbf{E}_{\parallel}^f$ и $D_{\perp}^f$ — тангенциальные электрические и нормальные поля смещения в прямом моделировании, а $\mathbf{E}_{\parallel}^a$ и $D_{\perp}^a$ — соответствующие поля из сопряженного моделирования, j — мнимая единица.

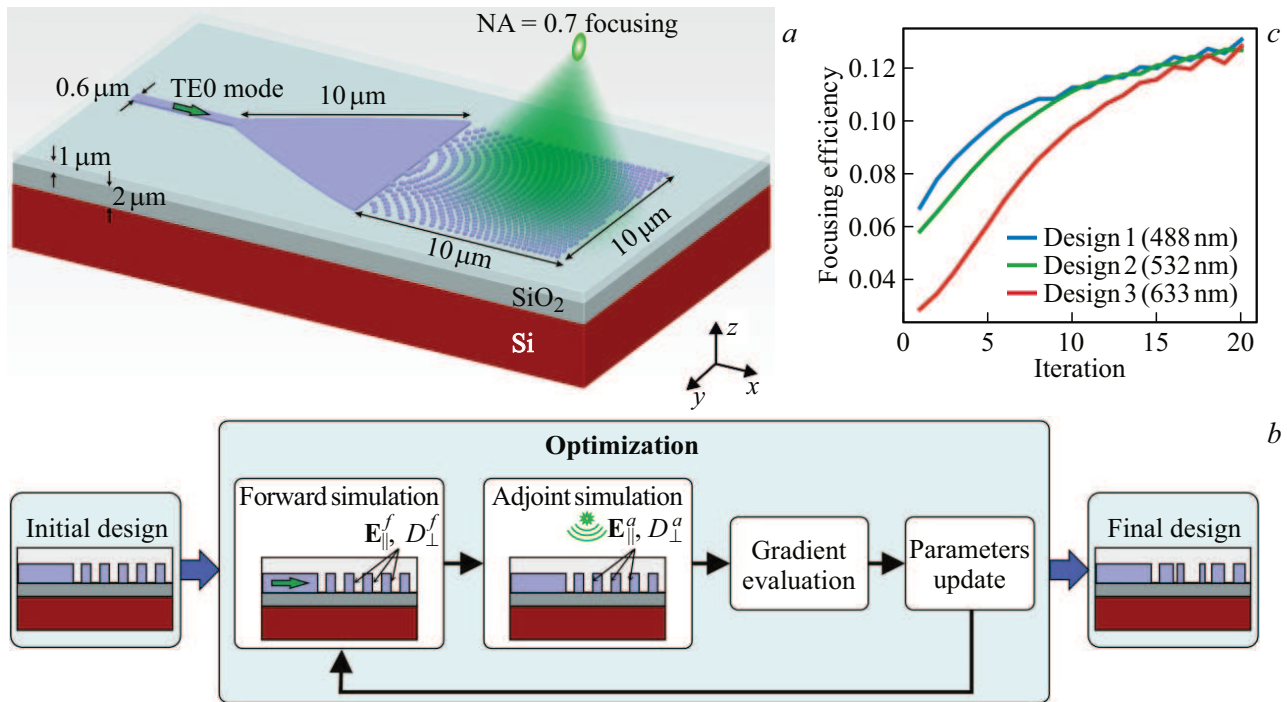


Рис. 1. (а) Схема исследуемой структуры. Метаповерхность выводит излучение ТЕ0-моды волновода и фокусирует с апертурой $NA = 0.7$. (б) Алгоритм сопряженной оптимизации, используемый для дизайна метаповерхности. (в) Эволюция эффективности фокусировки в процессе оптимизации для трех дизайнов под длины волн 488, 532 и 633 нм соответственно.

Для вычисления полей на границах мета-атомов использовалась интерполяция полей на сетке моделирования с помощью схемы двухсторонней линейной интерполяции [31]. Поверхностные интегралы вычислялись двумерным методом трапеций.

Процесс оптимизации начинается с некоторого начального дизайна. В настоящей работе для этого был использован метод, ранее предложенный для металлинз, интегрированных на волновод [16,17], который заключается в расстановке мета-атомов в местах, где фаза поля совпадает с целевой фазой, обеспечивающей фокусировку.

На первом шаге проводились прямое и сопряжённое моделирование для структуры без метаповерхности. Из них извлекались распределения фаз полей на подложке: $\phi_{fwd}(x, y)$ и $\phi_{adj}(x, y)$. Целевая фаза получается обращением времени: $\phi_{target}(x, y) = -\phi_{adj}(x, y)$. Затем метаповерхность была дискретизована по оси y с шагом $U = 300$ нм, что удовлетворяет критерию Найквиста [32] для выбранных длин волн. В каждой строке y_j были расставлены одинаковые мета-атомы размером 160×160 нм в точках x_i , где фаза совпадает с целевой: $\phi_{fwd}(x_i, y_j) = \phi_{target}(x_i, y_j)$. Так как расстановка мета-атомов может значительно изменить фазовый профиль, для его уточнения была проведена заново прямая симуляция с расставленными мета-атомами и выполнена новая расстановка с учетом новой фазы $\phi_{fwd}(x, y)$.

Для дальнейшего улучшения дизайна применялся метод градиентного подъёма. На каждом шаге выполнялись прямое и сопряженное моделирование, затем вычисляется целевая функция и ее градиент по формулам (1)–(3). Также вычислялась эффективность фокусировки как доля оптической мощности, прошедшая через окно 1×1 мкм, расположенное в фокальной плоскости. Параметры (положения границ мета-атомов) обновлялись помощью нормализованного градиента:

$$w_i^{(k+1)} = w_i^{(k)} + \alpha \frac{\partial I}{\partial w_i} / \text{mean} \left(\left| \frac{\partial I}{\partial \mathbf{w}} \right| \right). \quad (4)$$

В таком случае параметр α равняется среднему модулю изменения параметров за 1 шаг. В настоящей работе было выбрано значение $\alpha = 1$ нм, что обеспечивало стабильное увеличение целевой функции.

С целью гарантировать возможность изготовления структур, размеры мета-атомов были жестко ограничены снизу (100 нм) для исключения неразрешимых элементов для классических методов изготовления и сверху (270 нм) для предотвращения их слияния и поддержания требуемого зазора. Оптимизация была остановлена после 20 итераций. В этот момент увеличение эффективности фокусировки за 1 шаг стало пренебрежимо малым ($\sim 0.1\%$). Оптимизация заняла около 1–3 ч (в зависимости от длины волны) на рабочей станции (процессор AMD EPYC 7542, 1 ТБ ОЗУ).

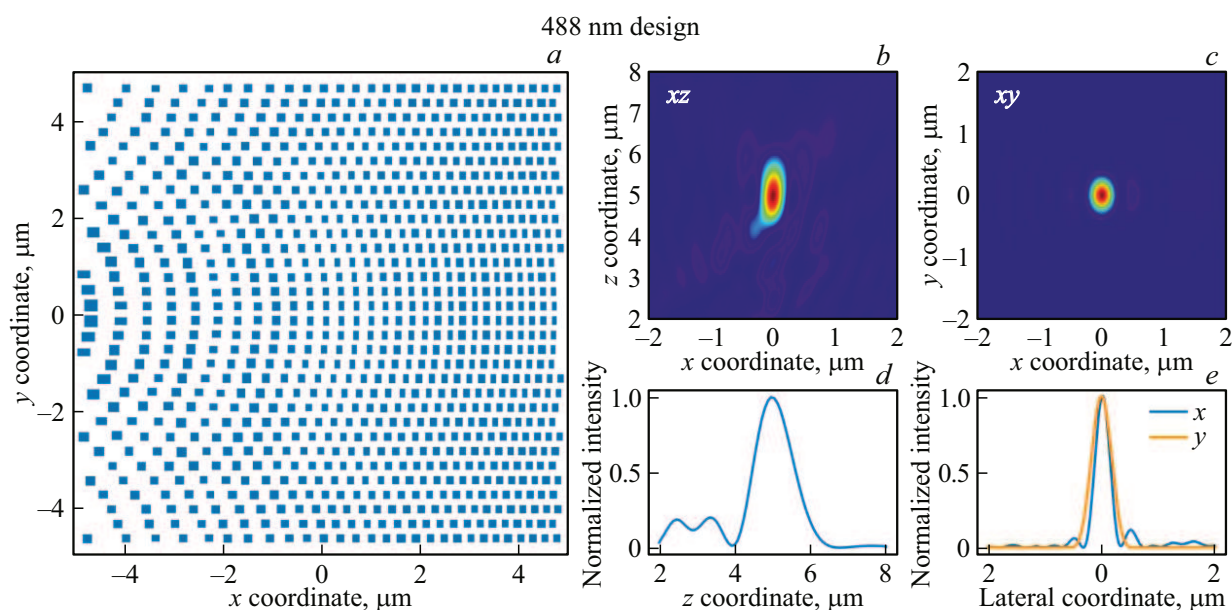


Рис. 2. (a) Оптимизированный дизайн метаповерхности для 488 nm. Функция рассеяния точки: (b) в главной оптической плоскости xz , (c) в фокальной плоскости xy , (d) разрез вдоль оптической оси z , (e) разрезы вдоль осей x и y в фокальной плоскости.

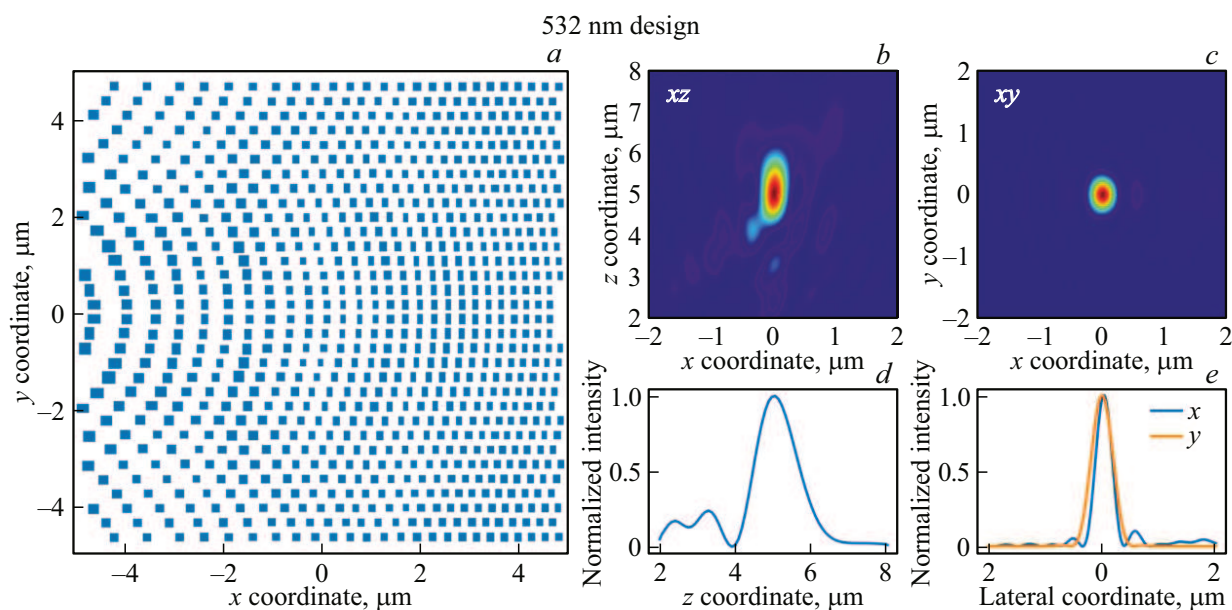


Рис. 3. (a) Оптимизированный дизайн метаповерхности для 532 nm. Функция рассеяния точки: (b) в главной оптической плоскости xz , (c) в фокальной плоскости xy , (d) разрез вдоль оптической оси z , (e) разрезы вдоль осей x и y в фокальной плоскости.

Результаты

Эволюция эффективности фокусировки в процессе итеративной оптимизации для трёх разработанных дизайнов представлена на рис. 1, с. Кривые сходятся, демонстрируя устойчивый рост целевой функции на протяжении 20 итераций для всех длин волн, что подтверждает эффективность примененного алгоритма сопряженной оптимизации. Финальная эффективность

фокусировки, определяемая как доля мощности, поступившей из волновода и сконцентрированной в фокальном пятне, составила приблизительно 13% для всех трёх дизайнов. Это значение является конкурентоспособным и сопоставимо с результатами, демонстрируемыми более сложными в изготовлении металлинзами, интегрированными на волновод [15–17]. Ключевое преимущество нашего подхода заключается в технологичности: представленная структура может быть изготовлена в

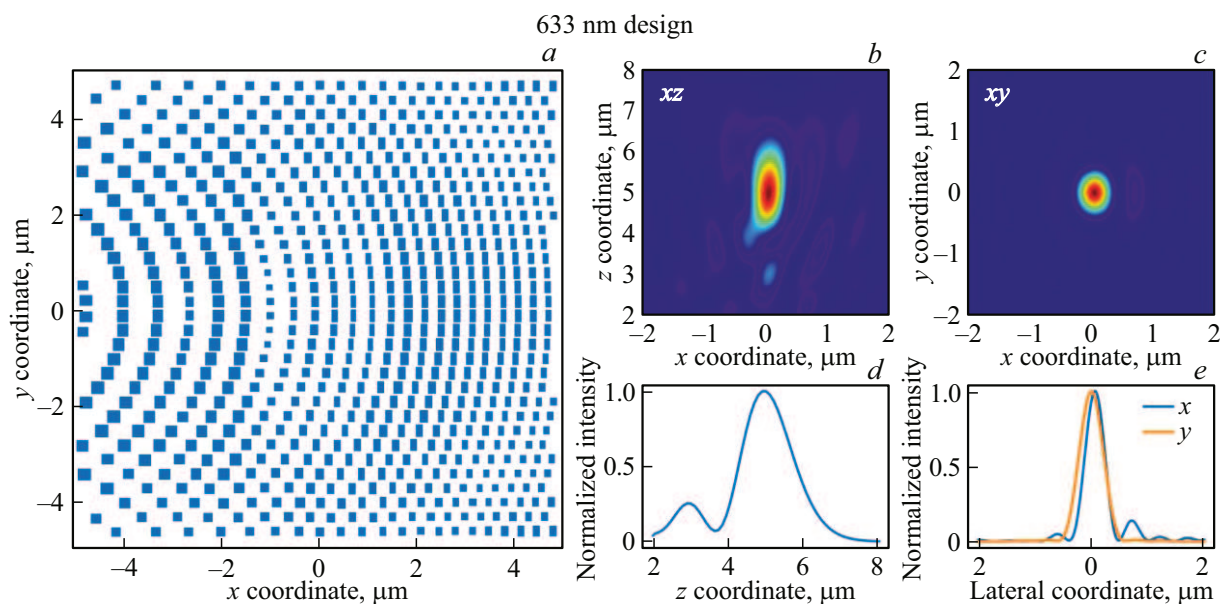


Рис. 4. (a) Оптимизированный дизайн метаповерхности для 633 nm. Функция рассеяния точки: (b) в главной оптической плоскости xz , (c) в фокальной плоскости xy , (d) разрез вдоль оптической оси z , (e) разрезы вдоль осей x и y в фокальной плоскости.

Количественные характеристики фокусировки оптимизированных метаповерхностей. Приведены эффективность фокусировки, поперечные размеры фокального пятна (FWHM- x , FWHM- y), теоретический дифракционный предел ($0.51\lambda/NA$) и число Штреля

Параметры	Дизайн для 488 nm	Дизайн для 532 nm	Дизайн для 633 nm
Эффективность фокусировки	12%	13%	13%
FWHM- x	300 nm	330 nm	397 nm
FWHM- y	413 nm	440 nm	494 nm
Дифракционный предел	356 nm	388 nm	461 nm
Число Штреля	0.61	0.67	0.72

рамках единого технологического цикла, в то время как волноводные металлинзы требуют более сложной двухстадийной литографии с точным совмещением для последовательного формирования волновода и метаповерхности.

Визуализация оптимизированных структур метаповерхностей и соответствующие им функции рассеяния точки приведены на рис. 2 (дизайн для 488 nm), рис. 3 (дизайн для 532 nm) и рис. 4 (дизайн для 633 nm). Анализ распределений поля в дальней зоне убедительно подтверждает, что все разработанные метаповерхности формируют четко выраженный и интенсивный фокус в заданном расчётном положении.

Для проведения количественного анализа качества фокусировки были вычислены ключевые метрики. Поперечные размеры фокального пятна были определены по полной ширине на половине максимума (FWHM) вдоль осей X и Y (FWHM- x и FWHM- y). Полученные экспериментальные значения были сопоставлены с теоретическим дифракционным пределом для идеальной линзы с той же числовой апертурой ($NA = 0.7$), который рассчитывается по формуле $0.51\lambda/NA$. Результаты данного сравнения, наряду с вычисленным числом Штреля (Strehl ratio) — отношением максимальной интенсивности в реальном фокусном пятне к максимальной интенсивности в пятне идеальной дифракционно-ограниченной системы, сведены в таблицу.

Результаты демонстрируют, что размеры фокального пятна для всех дизайнов близки к дифракционному пределу. Наблюдаемое заметное различие между FWHM- x и FWHM- y может быть объяснено фундаментальной неэквивалентностью этих направлений в геометрии нашей системы. В отличие от осесимметричных линз, излучение в нашем случае распространяется из волновода преимущественно вдоль оси X , что формирует асимметричный волновой фронт и, как следствие, эллиптическое фокальное пятно.

Что касается числа Штреля, полученные значения находятся в диапазоне от 0.6 до 0.75. Хотя эти значения несколько ниже общепринятого порога в 0.8 для дифракционно-ограниченных систем в свободном пространстве, для интегральных фокусирующих элементов, преобразующих волноводную волну в свободную, такие показатели являются весьма хорошими. Они указывают на достаточно высокое качество сформированного вол-

нового фронта и незначительный уровень оптических aberrаций, вносимых оптимизированной метаповерхностью.

Заключение

В настоящей работе мы представили и численно исследовали компактный интегральный элемент на основе метаповерхности для эффективного вывода и фокусировки излучения из планарного волновода в свободное пространство. Ключевым достижением является успешная демонстрация универсального метода проектирования таких элементов с помощью алгоритма сопряженной оптимизации.

Показано, что данный метод позволяет эффективно оптимизировать геометрию массива субволновых метатомов нитрида кремния для управления фазовым фронтом и максимизации интенсивности в заданной точке фокуса. В результате были получены три дизайна, работающих на типичных лазерных длинах волн 488 nm, 532 nm и 633 nm, что подтверждает универсальность подхода во всем видимом диапазоне. Финальные структуры продемонстрировали стабильную эффективность фокусировки на уровне $\sim 13\%$ для числовой апертуры 0.7, что сопоставимо с альтернативными решениями на основе двухслойных интегральных метаповерхностей [15].

Проведенный анализ качества фокусировки подтвердил, что оптимизированные метаповерхности формируют четко выраженное фокальное пятно с размерами, близкими к дифракционному пределу. Хотя наблюдается ожидаемая асимметрия пятна, обусловленная геометрией системы, и число Штреля находится в диапазоне 0.6–0.7, эти показатели являются весьма удовлетворительными для интегральной платформы, работающей в условиях сильной неоднородности ближнего поля.

Главное практическое преимущество предложенной конструкции заключается в ее технологичности. В отличие от металлиз, требующих многоэтапного изготовления, представленная структура (волновод, уширитель и метаповерхность) может быть реализована в рамках единого технологического цикла, что значительно снижает сложность и стоимость потенциального производства.

В перспективе представленный подход открывает путь к созданию целого ряда высокоэффективных интегральных компонентов для систем дополненной реальности [33], голографии [34], квантовых технологий [35–37]. Дальнейшая работа будет направлена на оптимизацию для более высоких значений числовой апертуры, исследование ахроматических дизайнов и экспериментальную реализацию предложенных структур.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2025-017).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Arbabi, Y. Horie, M. Bagheri, A. Faraon. *Nat. Nanotechnol.*, **10** (11), 937 (2015). DOI: 10.1038/nnano.2015.186
- [2] N. Yu, F. Capasso. *Nat. Mater.*, **13** (2), 139 (2014). DOI: 10.1038/nmat3839
- [3] H.-T. Chen, A.J. Taylor, N. Yu. *Rep. Prog. Phys.*, **79** (7), 076401 (2016). DOI: 10.1088/0034-4885/79/7/076401
- [4] К.В. Барышникова, С.С. Харинцев, П.А. Белов, Н.А. Устименко, С.А. Третьяков, К.Р. Симовский. *УФН*, **192** (4), 386 (2022). DOI: 10.3367/UFNr.2021.03.038952 [K.V. Baryshnikova, S.S. Kharintsev, P.A. Belov, N.A. Ustimenko, S.A. Tretyakov, C.R. Simovski. *Phys.-Usp.*, **65** (4), 355 (2022). DOI: 10.3367/UFNe.2021.03.038952].
- [5] M. Pan, Y. Fu, M. Zheng, H. Chen, Y. Zang, H. Duan, Q. Li, M. Qiu, Y. Hu. *Light Sci. Appl.*, **11** (1), 195 (2022). DOI: 10.1038/s41377-022-00885-7
- [6] M.K. Chen, Y. Wu, L. Feng, Q. Fan, M. Lu, T. Xu, D.P. Tsai. *Adv. Opt. Mater.*, **9** (4), 2001414 (2021). DOI: 10.1002/adom.202001414
- [7] Z. Hu, M. Gu, Y. Tian, C. Li, M. Zhu, H. Zhou, B. Fang, Z. Hong, X. Jing. *Microsyst. Nanoeng.*, **11**, 189 (2025). DOI: 10.1038/s41378-025-01064-5
- [8] M. Khorasaninejad, F. Capasso. *Science*, **358** (6367), eaam8100 (2017). DOI: 10.1126/science.aam8100
- [9] Y. Zhang, X. Jiang, G. Qu, J. Han, C. Li, B. Bo, Q. Ruan, Z. Liu, Q. Song, S. Xiao. *Nat. Commun.*, **16**, 7485 (2025). DOI: 10.1038/s41467-025-62539-7
- [10] А.Г. Налимов, В.В. Котляр. *Компьютерная оптика*, **47** (2), 201 (2023). DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1170
- [11] A. Barulin, Y. Kim, D.K. Oh, J. Jang, H. Park, J. Rho, I. Kim. *Nat. Commun.*, **15**, 26 (2024). DOI: 10.1038/s41467-023-44407-4
- [12] Z. Li, Y. Liu, C. Zhang, Y. Qiao, R. Deng, Y. Shi, Z. Li. *Adv. Funct. Mater.*, **34** (16), 2312705 (2024). DOI: 10.1002/adfm.202312705
- [13] L. Deng, Z. Cai, Y. Liu. *Nano Lett.*, **24** (29), 9042 (2024). DOI: 10.1021/acs.nanolett.4c02231
- [14] Y. Ding, X. Chen, Y. Duan, H. Huang, L. Zhang, S. Chang, X. Guo, X. Ni. *ACS Photonics*, **9** (2), 398 (2022). DOI: 10.1021/acsphotonics.1c01577
- [15] P.-Y. Hsieh, S.-L. Fang, Y.-S. Lin, W.-H. Huang, J.-M. Shieh, P. Yu, Y.-C. Chang. *Nanophotonics*, **11** (21), 4687 (2022). DOI: 10.1515/nanoph-2022-0344
- [16] M. Podobrii, E. Barulina, A. Barulin. *Nanomaterials*, **15** (17), 1337 (2025). DOI: 10.3390/nano15171337
- [17] E. Barulina, D.D. Nguyen, F. Shuklin, M. Podobrii, S. Novikov, A. Chernov, I. Kim, A. Barulin. *Sensors*, **24** (23), 7781 (2024). DOI: 10.3390/s24237781
- [18] Z. Sun, S. Yan, K. Chen, Z. Lin, Y. Ye, S. Xu, J. Sun, Q. Yan, T. Guo, E. Chen. *Opt. Lasers Eng.*, **178** (3), 108157 (2024). DOI: 10.1016/j.optlaseng.2024.108157
- [19] P.-Y. Hsieh, S.-L. Fang, Y.-S. Lin, W.-H. Huang, J.-M. Shieh, P. Yu, Y.-C. Chang. *Opt. Express*, **31** (8), 12487 (2023). DOI: 10.1364/OE.487589

- [20] X. Zu, X. Sun, W. Yan, W.E.I. Sha, M. Qiu. *Laser Photon. Rev.*, **19** (3), 2400886 (2025). DOI: 10.1002/lpor.202400886
- [21] Z. Lin, C. Roques-Carmes, R.E. Christiansen, M. Soljačić, S.G. Johnson. *Appl. Phys. Lett.*, **118** (4), 041104 (2021). DOI: 10.1063/5.0035419
- [22] Z. Li, R. Pestourie, Z. Lin, S.G. Johnson, F. Capasso. *ACS Photonics*, **9** (7), 2178 (2022). DOI: 10.1021/acsp Photonics.1c01850
- [23] R.E. Christiansen, O. Sigmund. *J. Opt. Soc. Am. B*, **38** (2), 496 (2021). DOI: 10.1364/JOSAB.406048
- [24] Z. Li, R. Pestourie, J.-S. Park, Y.-W. Huang, S.G. Johnson, F. Capasso. *Nat. Commun.*, **13**, 2409 (2022). DOI: 10.1038/s41467-022-29973-3
- [25] S. Molesky, Z. Lin, A.Y. Piggott, W. Jin, J. Vučković, A.W. Rodriguez. *Nat. Photonics*, **12** (11), 659 (2018). DOI: 10.1038/s41566-018-0246-9
- [26] Q. Jiang, J. Liu, J. Li, X. Jing, X. Li, L. Huang, Y. Wang. *Adv. Opt. Mater.*, **11** (15), 2300077 (2023). DOI: 10.1002/adom.202300077
- [27] H. Chung, O.D. Miller. *Opt. Express*, **28** (5), 6945 (2020). DOI: 10.1364/OE.385440
- [28] A. Michaels, E. Yablonovitch. *Opt. Express*, **26** (4), 4766 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.004766
- [29] W. Chang, X. Ren, Y. Ao, L. Lu, M. Cheng, L. Deng, D. Liu, M. Zhang. *Opt. Express*, **26** (18), 24135 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.024135
- [30] A.Y. Piggott, J. Lu, K.G. Lagoudakis, J. Petykiewicz, T.M. Babinec, J. Vučković. *Nat. Photonics*, **9** (6), 374 (2015). DOI: 10.1038/nphoton.2015.69
- [31] M. Mansouree, A. McClung, S. Samudrala, A. Arbabi. *ACS Photonics*, **8** (2), 455 (2021). DOI: 10.1021/acsp Photonics.0c01058
- [32] H. Liang, A. Martins, B.-H.V. Borges, J. Zhou, E.R. Martins, J. Li, T.F. Krauss. *Optica*, **6** (12), 1461 (2019). DOI: 10.1364/OPTICA.6.001461
- [33] S. Moon, S. Kim, J. Kim, C.-K. Lee, J. Rho. *Nat. Nanotechnol.*, **20**, 747 (2025). DOI: 10.1038/s41565-025-01887-3
- [34] J. Ji, Z. Ye, Z. Wang, J. Sun, X. Li, J. Li, J. Wang, B. Fang, Z. Gao, S. Hu, S. Zhu, T. Li. *Light Sci. Appl.*, **14** (1), 332 (2025). DOI: 10.1038/s41377-025-02014-6
- [35] K.K. Mehta, C.D. Bruzewicz, R. McConnell, R.J. Ram, J.M. Sage, J. Chiaverini. *Nat. Nanotechnol.*, **11** (12), 1066 (2016). DOI: 10.1038/nnano.2016.139
- [36] K.K. Mehta, R.J. Ram. *Sci. Rep.*, **7**, 2019 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-02169-2
- [37] T. Abbasov, S. Zibrov, I. Stolyarov, N. Orlikovskiy, A. Gabidullin, S. Arkhipov, A. Shishkin, V. Zheltikov, A. Denisov, I. Sherstov. *Opt. Express*, **33** (14), 29308 (2025). DOI: 10.1364/OE.558926