

К 55-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА СПЕКТРОСКОПИИ РАН (ИСАН)

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Кремниевая интегральная фотоника

С.С. Косолобов, И.А. Пшеничнюк, К.Р. Тазиев, А.К. Земцова,
Д.С. Земцов, А.С. Смирнов, Д.М. Жигунов, В.П. Драчёв

Технологии кремниевой интегральной фотоники являются основой для создания целого класса устройств, таких как оптические модуляторы, фотодетекторы, оптические фильтры и переключатели, мультиплексоры и демультимплексоры, оптические трансиверы и др. По многим параметрам кремниевая интегральная фотоника конкурирует с альтернативными платформами на основе фосфида индия, нитрида и оксида кремния и других материалов. Рассмотрены современные подходы, используемые в технологиях кремниевой интегральной фотоники, и описаны разработанные на их основе компоненты фотонных интегральных схем и устройств, а также проведено сравнение с альтернативными технологическими платформами.

Ключевые слова: кремний, интегральная фотоника, нанофотоника, кремний-на-изоляторе, компоненты фотонных интегральных схем

PACS numbers: 42.82.-m, 42.82.Et, 84.40.Lj

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.09.039762>

Содержание

1. Введение (1223).
 2. Методы расчётов интегральных компонентов (1225).
 3. Волноводы и микрокольцевые резонаторы (1227).
 4. Фильтры Вернье с термооптической перестройкой (1231).
 5. Упорядоченные волноводные решётки (1232).
 6. Интерферометры, электрооптические модуляторы (1234).
 7. Технологии оптической стыковки (1236).
 8. Заключение (1238).
- Список литературы (1238).

1. Введение

Интегральная кремниевая фотоника демонстрирует высокий конкурентный уровень среди технологических платформ, ориентированных на производство фотонных интегральных схем (ФИС) и устройств на их основе. За последние десятилетия интерес к исследованиям в области кремниевой фотоники неуклонно растёт благодаря многочисленным применениям, таким как телекоммуникации и высокоскоростная передача данных, радиофото-

ника, а также сенсоры, включающие фотодетекторы, лидары, гироскопы, биосенсоры, спектрометры и др. Современный уровень кремниевых технологий предоставляет огромные возможности для изготовления фотонных интегральных схем, поскольку базируется на отработанных технологических процессах кремниевой микроэлектроники.

Очевидным преимуществом кремниевой фотоники является её полная совместимость с хорошо развитыми технологиями изготовления элементов микроэлектроники, в частности комплементарной металл-оксид-полупроводник (КМОП) технологии [1]. Одним из показателей интенсивности развития кремниевого направления является плотность элементов на чипе. Темпы развития кремниевой фотоники обеспечили существенное увеличение интеграции фотонных элементов [2]. Фотонные интегральные схемы с высокой плотностью фотонных компонентов разрабатываются для применений в области телекоммуникации [3], оптического детектирования [4–6], квантовых вычислений на чипе [7], для оптических фазированных антенных решёток [8] и других устройств. Общее количество фотонных элементов на подобных чипах достигает нескольких десятков тысяч [9]. По степени интеграции кремниевая платформа опережает ближайших конкурентов, например, на основе A_3B_5 или Si_3N_4 технологий.

Кроме высокой степени интеграции, фотонные технологии должны обеспечивать создание интегральных элементов с низкими оптическими потерями, небольшими размерами, высокой эффективностью ввода – вывода оптического излучения, низким энергопотреблением, возможностью прецизионного контроля фазовых задержек, а также большой скоростью обмена информацией с элементами микроэлектроники. Это накладывает серьёзные

С.С. Косолобов^(а), И.А. Пшеничнюк^(б), К.Р. Тазиев^(с),
А.К. Земцова^(д), Д.С. Земцов^(е), А.С. Смирнов^(ф), Д.М. Жигунов^(г),
В.П. Драчёв^(б). Сколковский институт науки и технологий,
Территория Инновационного центра "Сколково"
Большой бульвар 30, стр. 1, 121205 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(а) s.kosolobov@skoltech.ru, ^(б) I.Pshenichnyuk@skoltech.ru,
^(с) Kamil.Taziev@skoltech.ru, ^(д) A.Zemtsova@skoltech.ru,
^(е) D.Zemtsov@skoltech.ru, ^(ф) Al.Smirnov@skoltech.ru,
^(г) D.Zhigunov@skoltech.ru, ^(б) V.Drachev@skoltech.ru

Статья поступила 15 апреля 2024 г.,
после доработки 12 сентября 2024 г.

требования на выбор технологических подходов, используемых для создания элементов фотонных интегральных схем. На данный момент параллельно развиваются несколько технологических платформ, на основе которых изготавливаются элементы интегральной фотоники. В качестве исходных подложек используются ниобат лития, A_3V_5 полупроводниковые структуры, оксид и нитрид кремния, полимерные покрытия и монокристаллический кремний.

Основой для создания базовых компонентов кремниевых фотонных интегральных схем является платформа кремний-на-изоляторе (КНИ), обладающая рядом преимуществ по сравнению с другими платформами, такими как нитрид и диоксид кремния, фосфид индия и др. Подложка КНИ содержит слой диэлектрика (диоксид кремния), расположенный между двумя слоями монокристаллического кремния — рабочим слоем и несущей подложкой. Несущая подложка обычно изготавливается из того же материала, что и рабочий слой кремния. Благодаря прозрачности кремния в инфракрасной области спектра, а также большому ($n_{Si} \sim 3,4$) значению коэффициента преломления по сравнению с коэффициентом преломления диоксида кремния ($n_{SiO_2} \sim 1,5$) структура кремний-на-изоляторе обеспечивает локализацию оптической моды в рабочем слое кремния. Высокий оптический контраст материалов кремний – диэлектрик также обуславливает компактность изготавливаемых интегральных оптических элементов и, следовательно, их высокую плотность на чипе. Помимо компактности, различие в коэффициентах преломления позволяет эффективно манипулировать светом в вертикальном направлении и создавать элементы на основе оптической интерференции, метаповерхности, дифракционные решётки. Для устройств интегральной фотоники наиболее распространённым является применение пластин КНИ с толщиной рабочего слоя 220 и 500 нм. Эти характерные размеры определяются поперечными размерами оптической моды, распространяющейся в кремнии. Для изготовления многомодовых интегральных оптических волноводов могут применяться пластины КНИ с другой толщиной рабочего слоя кремния.

К важным преимуществам относится возможность изготовления пластин КНИ большого (до 300 мм) диаметра, значительно превышающего размеры пластин, достижимые на альтернативных платформах [1, 10]. В дополнение к вышеперечисленным свойствам высокое качество кремния, характеризующееся низкими концентрациями примесей, а также хорошо отработанные технологии структурирования этого материала позволяют создавать элементы с минимальными шероховатостями стенок волноводов, что обеспечивает низкие оптические потери в сочетании с малыми размерами интегральных оптических компонентов.

Возможности гетерогенной интеграции кремниевых фотонных интегральных схем с другими платформами с помощью технологии прямого сращивания ("бондинга") позволяют существенно расширить области применения таких устройств. В этом подходе нет ограничений, возникающих при монокристаллической интеграции, где необходимо учитывать несоответствие параметров кристаллических решёток и различия в симметрии элементарных ячеек различных материалов.

Технологии интегральной кремниевой фотоники базируются на литографических методах структурирова-

ния подложек. Как было отмечено выше, высокое качество исходных подложек кремния с низким содержанием примесей и структурных дефектов обеспечивает низкие оптические потери в изготавливаемых на основе этих подложек оптических компонентах. Наиболее существенный вклад в оптические потери вносит не сам объёмный материал, а качество изготовления интегральных элементов. В частности, существенное значение имеет шероховатость боковой стенки волновода [11, 12]. Влияние шероховатостей становится более существенным при уменьшении поперечного размера волновода вследствие увеличения взаимодействия распространяющейся в волноводе оптической моды с боковой стенкой.

Применение фото- или электронно-лучевой литографии в сочетании с процессами плазмохимического травления позволяет формировать на поверхности подложек кремния такие интегральные оптические элементы, как одномодовые и многомодовые волноводы, дифракционные решётки, микрокольцевые резонаторы, разветвители и сумматоры, интерферометры Маха – Цандера и Фабри – Перо, спектрально селективные элементы (упорядоченные волноводные решётки, брэгговские фильтры) и другие компоненты [13]. Подложки КНИ также широко используются в современных технологиях микроэлектроники, что позволяет интегрировать устройства интегральной фотоники с компонентами полупроводниковой микроэлектроники [14].

После формирования маски в слое резиста литографическими методами структурирование подложки осуществляется с применением плазмохимического травления. Для этого используются установки плазмохимического травления с источником индуктивно-связанной плазмы (ИСП). Источник ИСП в такой установке позволяет формировать плазму с высокой, более 10^{15} см^{-3} , объёмной плотностью. Отличительной особенностью систем плазмохимического травления с индуктивно-связанной плазмой является возможность независимого управления плотностью активных частиц в плазме и их кинетической энергией при взаимодействии с поверхностью образца. Независимое управление осуществляется за счёт приложенного напряжения к дополнительному электроду, расположенному на держателе образцов, ускоряющему активные радикалы по направлению к поверхности образца. В отличие от систем с реактивным ионным травлением, это позволяет достичь высоких скоростей плазмохимического травления кремния за счёт формирования плазмы высокой плотности, осуществлять прецизионный контроль селективности процесса, а также прецизионное управление изотропностью процесса травления, влияющего на вертикальность стенок изготавливаемых элементов.

Альтернативные платформы, например на основе A_3V_5 полупроводников, предоставляют довольно широкие возможности для монокристаллической интеграции оптических интегральных элементов со светоизлучающими и фотодетектирующими компонентами. Прямозонная структура A_3V_5 материалов позволяет создавать высокоэффективные полупроводниковые лазеры и фотодетекторы, а адаптация условий гетероэпитаксиального роста даёт возможность регулировать зонную диаграмму и, следовательно, оптические свойства изготавливаемых гетероструктур. Эпитаксиально выращенные A_3V_5 материалы обладают сравнимыми с кремнием оптическими потерями, что делает эту платформу привлека-

тельной для изготовления пассивных интегральных оптических элементов и интерференционных покрытий. В отличие от кремния, тройные и четверные растворы A_3B_5 полупроводников позволяют управлять значением показателя преломления в широких пределах и модулировать его в пространстве. Однако следует отметить, что содержание в земной коре элементов IV группы существенно выше остальных материалов. Так, кремний составляет 27% массы земной коры, в то время как, например, распространённость In составляет только 0,000005%. В целом можно утверждать, что A_3B_5 материалы, несомненно, лидируют в оптоэлектронных устройствах, требующих высоких оптических мощностей, в то время как интегральные оптические элементы на основе кремниевой платформы предпочтительны в области обработки оптических сигналов, включая деление, суммирование, операции с поляризацией излучения, мультиплексирование, демultipлексирование и другие операции для компактных оптоэлектронных интегральных устройств с очень высокими объёмами производства.

Настоящий обзор посвящён анализу современного состояния в области кремниевой интегральной фотоники. Особый интерес к этой области вызван тесной связью фундаментальных исследований и практического применения в разработке фотонных интегральных схем и систем на их основе. Речь идёт, в частности, о свойствах оптического излучения, локализованного в субмикронных и нанометровых слоях кремния и гибридных структурах. Обзор включает следующие темы. В разделе 2 представлено описание методов теоретических численных расчётов интегральных компонентов фотонных интегральных схем. В разделе 3 рассматриваются работы, посвящённые созданию интегральных волноводов с минимальными оптическими потерями и микрокольцевых резонаторов. В разделе 4 обсуждаются достижения в области создания перестраиваемых оптических фильтров в интегральном исполнении. В разделе 5 приводятся общие сведения об упорядоченных волноводных решётках, осуществляющих мультиплексирование и демultipлексирование оптических сигналов, что имеет важное прикладное значение для телекоммуникационных применений. Раздел 6 посвящён анализу существующих интегральных интерферометров и модуляторов оптического излучения, обеспечивающих активное управление фазой и интенсивностью распространяющегося в фотонных интегральных схемах оптического излучения. И, наконец, в разделе 7 обсуждаются проблемы ввода – вывода оптического излучения в фотонные интегральные схемы.

2. Методы расчётов интегральных компонентов

Перед изготовлением элементов фотонных интегральных схем проводятся численные расчёты оптических характеристик элементов с применением коммерчески доступных и специально разработанных собственных программных продуктов. В интегральной фотонике обычно мы имеем дело с электромагнитным излучением, локализованным в объёмах, характерные размеры которых близки к дифракционному пределу данного излучения. При этом роль ближних полей является значительной и даже определяющей, а волновые свойства света выходят на передний план. В таких режимах основная теория, описывающая распространение света, а

также его взаимодействие с веществом, выражается макроскопическими уравнениями Максвелла [15, 16]. Для построения реалистичных трёхмерных моделей уравнения, как правило, решаются численно. Существует большое количество различных подходов и вычислительных алгоритмов, имеющих свои преимущества и недостатки [17]. Кроме того, имеется богатый выбор готовых программ-решателей. Для расчётов интегральных компонентов в нашей работе использовался пакет Comsol Multiphysics v.5.3a с дополнительным модулем Wave Optics. Ниже рассмотрены два популярных вычислительных подхода, используемых при моделировании фотонных устройств.

Одна из схем, непосредственно используемых в численном моделировании, основывается на системе двух уравнений Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = +\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{E} и \mathbf{H} обозначают напряжённости электрического и магнитного полей соответственно. Кроме того, помимо фундаментальных констант ε_0 и μ_0 , в уравнениях фигурируют такие важные характеристики сплошных сред, как относительная электрическая и магнитная проницаемости ε_r и μ_r , а также удельная проводимость σ . Отметим, что появление относительных проницаемостей в заданном виде в уравнениях (1) и (2) подразумевает линейный отклик среды на электромагнитное возмущение. Кроме того, при выводе данных уравнений пренебрегают зависимостью от времени электрической и магнитной проницаемостей, таким образом исключая временную дисперсию. При этом значения ε_r , μ_r выбираются в соответствии с частотой источника излучения. Поскольку в общем случае схема (1)–(2) допускает варьирование частоты в процессе моделирования, последнее может приводить к ряду вычислительных сложностей и ограничений [17]. Такой сложности не возникает при моделировании в пространстве частот (см. ниже), где частота ω является параметром уравнения, что позволяет однозначно зафиксировать значения электрической и магнитной проницаемостей.

Для описания более сложных эффектов, например учёта нелинейных свойств материалов или анизотропии, уравнения требуют обобщения [18]. Вместе с тем линейные уравнения, представленные выше, позволяют описывать широкий класс эффектов и моделировать основные компоненты фотонных схем. Система (1)–(2) содержит шесть скалярных уравнений и шесть неизвестных компонентов векторов электрического и магнитного полей, т.е. является самодостаточной и допускает прямое численное решение. При дискретизации данных уравнений по конечно-разностной схеме с помощью ячейки Йи [17] получается алгоритм, известный в литературе как FDTD (Finite Difference Time Domain), активно используемый в практике моделирования элементов фотонных интегральных схем.

Приведём здесь один из методов дискретизации с использованием конечно-разностной схемы применительно к уравнениям (1) и (2). Чтобы сделать формулы более компактными, рассмотрим двумерное пространство и пренебрежём производными по z . Известно, что в данном случае

шесть скалярных уравнений распадаются на две независимые группы, соответствующие различным поляризациям света. Будем рассматривать группу, в которую входят две компоненты электрического поля (E_x и E_y) и одна компонента магнитного (H_z), что соответствует ТМ-поляризации. Кроме того, будем считать, что в системе отсутствуют проводящие материалы, это позволяет положить $\sigma = 0$. Получим следующие три скалярных уравнения:

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x}. \quad (5)$$

Здесь используются обозначения $\varepsilon \equiv \varepsilon_0 \varepsilon_r$, $\mu \equiv \mu_0 \mu_r$. Переходя от непрерывных координат (x, y, t) к дискретным (i, j, n) и переписав производные в виде конечных разностей, получаем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{H_z|_{i+1/2, j+1/2}^{n+1/2} - H_z|_{i+1/2, j+1/2}^{n-1/2}}{\Delta t} &= \frac{1}{\mu_{i+1/2, j+1/2}} \times \\ &\times \left[\frac{E_x|_{i+1/2, j+1}^n - E_x|_{i+1/2, j}^n}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i+1, j+1/2}^n - E_y|_{i, j+1/2}^n}{\Delta x} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{E_x|_{i+1/2, j}^{n+1} - E_x|_{i+1/2, j}^n}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon_{i+1/2, j}} \left[\frac{H_z|_{i+1/2, j+1/2}^{n+1/2} - H_z|_{i+1/2, j-1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right], \quad (7)$$

$$\frac{E_y|_{i, j+1/2}^{n+1} - E_y|_{i, j+1/2}^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_{i, j+1/2}} \left[\frac{H_z|_{i+1/2, j+1/2}^{n+1/2} - H_z|_{i-1/2, j+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \right]. \quad (8)$$

Данные формулы образуют готовую схему для реализации вычислительного алгоритма. Имея распределение полей в пространстве в начальный момент времени ($H_z|_{i+1/2, j+1/2}^{n-1/2}$, $E_x|_{i+1/2, j}^n$, $E_y|_{i, j+1/2}^n$) и используя формулы (6)–(8), можно получить распределение полей в следующий момент времени ($H_z|_{i+1/2, j+1/2}^{n+1/2}$, $E_x|_{i+1/2, j}^{n+1}$, $E_y|_{i, j+1/2}^{n+1}$). Итеративное повторение процедуры воспроизводит эволюцию системы в требуемом временном окне. Подчеркнём, что при дискретизации по ячейке \mathbb{Y} вводится сдвиг между сетками, используемыми для компонент электрического и магнитного полей. Величина сдвига составляет половину выбранного шага по координате и времени (Δx , Δy и Δt). Этот факт отражён в появлении слагаемого $1/2$ в дискретных индексах. Отметим также, что для реализации общей вычислительной схемы (в противовес частному случаю, рассмотренному здесь) существует большое количество различных методов дискретизации, а также огромное количество вычислительных тонкостей и приёмов. За неимением возможности рассматривать их здесь переадресуем читателя к соответствующей литературе [17].

Задача о распределении электромагнитного поля в наноструктурах также может быть перенесена из временного пространства в пространство частот. Для этого вводится дополнительное предположение о том, что поля гармоничны во времени, т.е. $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$,

$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \rightarrow \mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$. Применяя указанную подстановку в уравнениях (1) и (2), получаем:

$$\nabla \times \mathbf{E} = +i\omega \mu_0 \mu_r \mathbf{H}, \quad (9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}. \quad (10)$$

В полученных уравнениях диэлектрическая проницаемость переопределена следующим образом: $\varepsilon_r + i\sigma/\omega\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_r$. Благодаря данной подстановке проводимость σ исключается из уравнения, а диэлектрическая проницаемость становится комплексной. Стоит отметить, что после перехода в пространство частот сами напряжённости также становятся комплексными, и это следует учитывать при возвращении во временное пространство. Далее, подставляя (10) в (9), предварительно применив векторный дифференциальный оператор ротор к обеим частям (9), получаем известное волновое уравнение в пространстве частот:

$$\nabla \times \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r \omega^2 \mathbf{E}. \quad (11)$$

Данное уравнение также подходит для решения с помощью конечно-разностной схемы или метода конечных объёмов. Оно не содержит производных по времени, что значительно упрощает решение. Кроме того, вместо шести скалярных уравнений первого порядка в FDTD схеме, получаются три скалярных уравнения второго порядка. В однородном пространстве, где диэлектрические и магнитные проницаемости не зависят от координаты, данное уравнение может быть упрощено и трансформировано в уравнение Гельмгольца, часто используемое в аналитических расчётах. Однако для трёхмерного численного моделирования, где мы явно учитываем параметры различных материалов и их границы, лучше подходит уравнение (11).

Обе расчётные схемы, как в пространстве частот, так и в пространстве времён, активно применяются для моделирования фотонных устройств. Преимущества того или иного метода зависят от многих факторов. С точки зрения численного счёта два указанных подхода имеют разные требования к количеству необходимой оперативной памяти и обладают различными темпами сходимости, которые определяются конкретной моделью. С физической точки зрения моделирование во временном пространстве даёт больше контроля над источниками излучения, позволяя включать и отключать их в заданные моменты времени, а также менять их частоту, наблюдая при этом прохождение волнового фронта и отклик системы на выходе как функцию времени. В пространстве частот необходимо фиксировать частоту, как параметр уравнения, и довольствоваться конечным устойчивым состоянием, устанавливаемым в реальной системе через некоторый, иногда достаточно большой, промежуток времени. При отсутствии необходимости наблюдения за динамикой системы, когда основной целью является получение исключительно стационарных параметров устройства (коэффициент пропускания, S-матрица и т.д.), такой подход оказывается вполне применимым. Дополнительные детали и примеры применения вычислительных схем к конкретным задачам можно найти в работах [19–21].

В качестве демонстрации трёхмерного моделирования приведён результат для направляющего ответвителя в пространстве частот (рис. 1). На рисунке показано рас-

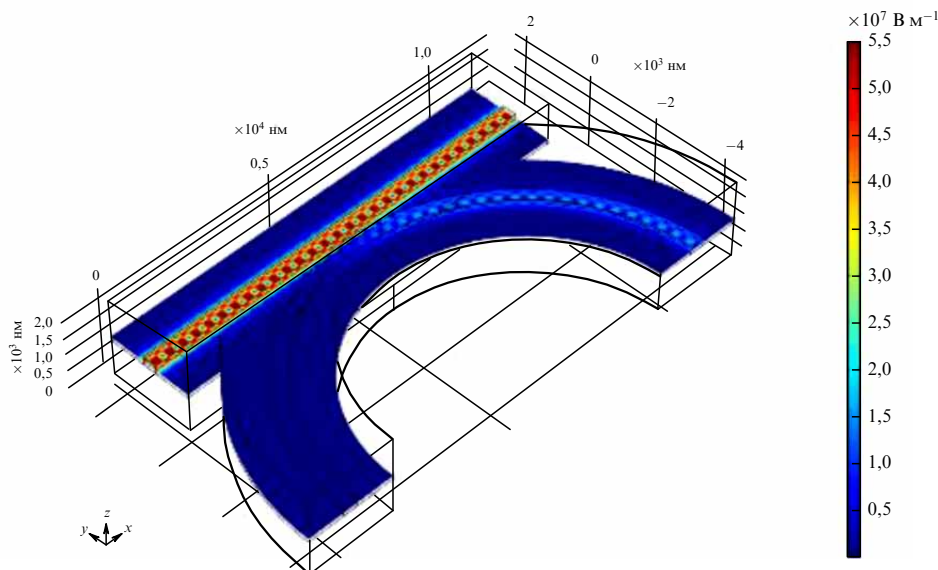


Рис. 1. Результат численного расчёта модуля напряжённости электрического поля [В м^{-1}] направляющего ответвителя, проведённого в пространстве частот. Сечение кремниевого волновода составляет 220 на 400 нм. Радиус кривизны связанного волновода 5300 нм. Зазор между двумя волноводами 152 нм. Длина волны излучения 1550 нм.

пределение модуля электрического поля. По цветовой шкале можно оценить долю излучения, перешедшую из прямолинейного волновода в изогнутый (в данном примере это 12 % мощности). Подобным образом производится моделирование базовых элементов фотонных схем, таких как волноводы, кольцевые резонаторы, волноводные решётки и т.д.

3. Волноводы и микрокольцевые резонаторы

Одним из базовых элементов интегральной фотоники является оптический волновод, обеспечивающий передачу оптического сигнала из одной точки чипа в другую. В зависимости от области применения используются как одномодовые, так и многомодовые волноводы [22, 23]. Для ТЕ-поляризованных одномодовых кремниевых волноводов, изготавливаемых на платформе КНИ с высотой рабочего слоя кремния 220 нм, поперечный размер волновода составляет 300–550 нм в диапазоне длин волн оптического излучения 1500–1600 нм. Для одномодовых кремниевых волноводов высотой 220 нм, разработанных для пропускания излучения с поляризацией ТМ, поперечный размер волновода обычно составляет 450–500 нм [24]. На платформе КНИ с высотой рабочего слоя кремния 500 нм поперечный размер одномодового волновода для ТМ-поляризованного излучения составляет 220 нм.

Важной характеристикой интегральных оптических волноводов являются оптические потери на единицу длины волновода. Для экспериментального измерения этого параметра на поверхности образца КНИ с толщиной слоя кремния 220 нм методом электронно-лучевой литографии изготавливается серия волноводов разной длины (в нашем случае, например, 8, 22 и 37 мм). Ввод–вывод оптического излучения осуществляется с помощью дифракционных решёток. Отдаётся предпочтение наиболее технологичным геометриям с прямыми штрихами, изготовленным за одно травление. Такие решётки обеспечивают ввод ТЕ- или ТМ-поляризованного излучения из линзованного оптического волокна в интегральный крем-

ниевый волновод с эффективностью более 50 % [25]. Спектры пропускания изготовленных структур в диапазоне длин волн 1520–1630 нм измерены с использованием зондовой станции, оптических зондов и оптического анализатора BOSA-400, Aragon Photonics. Полученные спектры аппроксимируются рядом Фурье шестой степени для усреднения случайных осцилляций. Зависимости оптического пропускания от геометрической длины волноводов позволяют выделить оптические потери в зависимости от длины волны оптического излучения. На рисунке 2а представлены спектральные зависимости оптических потерь для различных длин волноводов. Потери для ТЕ-моды в волноводе шириной 510 нм составили $2,6 \pm 0,2$ дБ см^{-1} , для ТМ-моды в волноводе шириной 610 нм — $2,6 \pm 0,9$ дБ см^{-1} на длине волны 1550 нм. Полученные значения близки к наименьшим оптическим потерям, встречающимся в литературе для кремниевых волноводов аналогичных геометрических размеров [11, 26]. В работах [12, 14] продемонстрированы оптические потери менее 2 дБ см^{-1} в волноводах с поперечным размером менее 500 нм и высотой 220 нм. Обнаружено, что в коротковолновой части спектра (менее 1560 нм) значения оптических потерь для ТЕ- и ТМ-моды близки, однако при увеличении длины волны более 1560 нм оптические потери для ТМ-моды увеличиваются до $7,5 \pm 3,1$ дБ см^{-1} . В то же время для ТЕ-моды происходит заметное уменьшение оптических потерь до $2,2 \pm 0,2$ дБ см^{-1} .

При увеличении ширины кремниевого волновода от 510 до 770 нм оптические потери для ТЕ-моды уменьшаются почти в 3 раза, до $0,9 \pm 0,1$ дБ см^{-1} . Однако для волноводов шириной 770 нм наблюдаются осцилляции в спектре пропускания, амплитуда которых может достигать 10 дБ (рис. 2б). Аналогичный эффект наблюдается и для ТМ-моды при увеличении ширины волновода от 610 до 660 нм (рис. 2в). Появление подобных осцилляций может быть обусловлено нарушением условий одномодовости при увеличении ширины волноводов и возникновением межмодовой интерференции [22].

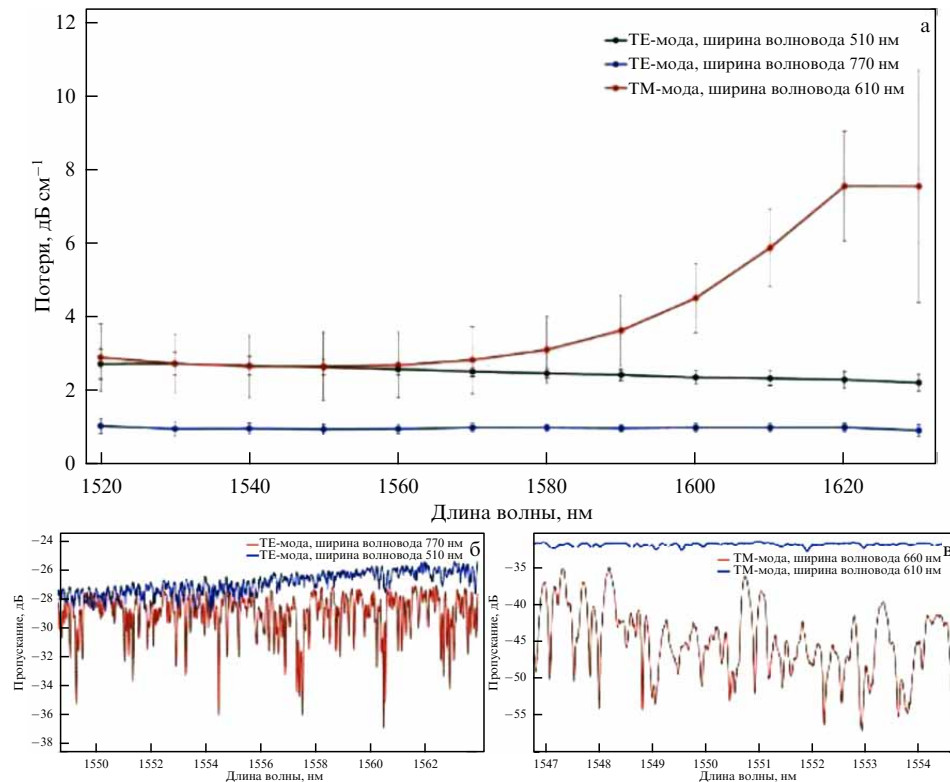


Рис. 2. (а) Зависимость оптических потерь от длины волны для трёх типов геометрии волноводов; (б) оптический спектр пропускания волноводов длиной 37 мм, шириной 510 нм и 770 нм для ТЕ-моды; (в) оптический спектр пропускания волноводов длиной 37 мм, шириной 610 нм и 660 нм для ТМ-моды.

При изготовлении фотонных интегральных схем используются несколько методов уменьшения оптических потерь в кремниевых волноводах. Один из таких методов базируется на уменьшении шероховатости боковой стенки волновода путём оптимизации технологии изготовления. Например, применяются способы оптимизации экспонирования [27], плазмохимического травления [28, 29] и постобработки в виде отжига в водороде [30, 31], жидкостного химического оксидирования [32], селективного оксидирования [33], химического окисления при высоких температурах [34, 35], анизотропного травления [36]. С применением этих подходов шероховатость боковой стенки волноводов существенно уменьшается и достигает величин порядка 1–2 нм [37–39], а величины оптических потерь в волноводах уменьшаются до 0,3 дБ см⁻¹ [33] и 0,28 дБ см⁻¹ [40].

Интегральные оптические волноводы неполного травления ("rib-shaped" волноводы) характеризуются более низкими оптическими потерями. Например, в работе [41] продемонстрированы оптические потери 0,274 дБ см⁻¹ в кремниевых волноводах неполного травления с размерами 250 × 2000 нм. Однако для изготовления таких волноводов необходимо применять более сложную технологию, поскольку для формирования ребра требуется тщательный контроль скорости травления материала и высокая однородность травления по диаметру пластины [13]. Кроме того, волноводы неполного травления более требовательны к плавности изгиба, поскольку локализация оптической моды в таких волноводах ослаблена. Это приводит к необходимости увеличения радиусов изгиба, по сравнению с волноводами полного травления, до нескольких десятков микрон [41].

Таблица 1. Оптические потери в интегральных волноводах, изготовленных на различных платформах

Название технологической платформы	Значения потерь в волноводе, дБ см ⁻¹	
	Типичные	Минимальные
Кремний на изоляторе (КНИ) [42, 43]	0,5–2	0,016
Фосфид индия InP [44, 45]	2–3	0,4
Нитрид кремния Si ₃ N ₄ [46, 47]	0,05–0,5	0,0005
Ниобат лития на изоляторе (НЛИИ) [48]	0,6–1	0,027
Диоксид кремния SiO ₂ [49]	0,017	—

Для сравнения в табл. 1 приведены некоторые типичные и минимальные значения оптических потерь в интегральных волноводах, реализованных на различных технологических платформах.

Оптические потери в кремниевых интегральных волноводах на уровне порядка 2 дБ см⁻¹ являются приемлемой величиной для сравнительно небольших фотонных интегральных схем с общей длиной волноводов порядка нескольких миллиметров. Однако для некоторых элементов, например для высокодобротных интегральных микрокольцевых резонаторов, такие оптические потери могут ограничивать выходные характеристики. Область применения микрокольцевых резонаторов включает пассивные и перестраиваемые оптические фильтры [50–52], сенсоры [53–55], электрооптические модуляторы [56] и пр.

Микрокольцевой резонатор представляет собой замкнутый волновод, расположенный в непосредственной близости от одного или нескольких прямолинейных волноводов. Возникновение оптического резонанса определяется условием формирования целого числа длин волн излучения на длине оптического пути в замкнутом волноводе. Возникающий оптический резонанс проявляется в оптическом спектре либо на выходе примыкающего волновода в виде провала, либо на выходе второго прямолинейного волновода в виде пика, имеющего лоренцеву форму. Для практических применений имеют значение расстояние между резонансами (область свободной дисперсии, ОСД), глубина резонансов и их добротность (Q -фактор) [24]. Как было отмечено выше, одним из преимуществ кремниевой технологической платформы является высокий контраст показателя преломления кремния по сравнению с показателем преломления окружающей среды (обычно воздух или диоксид кремния). Это позволяет создавать микрокольцевые резонаторы малых размеров с радиусом до 1,5 мкм, что соответствует области свободной дисперсии порядка 62 нм [57].

Исследованы микрокольцевые резонаторы, изготовленные на платформе КНИ, в различных конфигурациях с радиусами от 3 мкм до 5 мкм для ТЕ- и ТМ-поляризованного оптического излучения. На рисунке 3а, б представлены СЭМ-изображения микрокольцевого резонатора радиусом 10,7 мкм. Оптические спектры микрокольцевых резонаторов для ТЕ- и ТМ-поляризации показаны на рис. 3в, г соответственно. Микрокольцевые резонаторы под ТЕ- и ТМ-поляризацией отличаются спектрами. Заметим, что в спектре отражения микрокольцевого резонатора для ТЕ-моды также наблюдаются резонансы, а некоторые резонансы оказываются раздвоенными (рис. 3в). Такой эффект обусловлен обратным рассеянием от шероховатостей боковых стенок замкнутого волновода, и качественно и количественно он описан с использованием известных методик [58, 59]. В то же время резонансы ТМ-моды не расщеплены и практически не наблюдаются в спектрах отражения (рис. 3г). Это объясняется тем, что ТМ-мода преимущественно взаимодействует с верхней и нижней границами волноводов и практически не взаимодействует с неровностями боковых стенок [60].

Микрокольцевые резонаторы, оптимизированные для ТЕ- и ТМ-поляризации излучения, отличаются геометрическими параметрами. Согласно расчётам, глубина резонансов имеет максимум в зависимости от величины зазора между микрокольцом и прямолинейными волноводами. Экспериментальные исследования показывают, что для ТЕ-поляризованных одномодовых резонаторов с одним прямолинейным волноводом, с шириной волновода 500 нм максимум глубины резонансов (> 20 дБ) наблюдается для величин зазора между микрокольцом и волноводом, лежащим в диапазоне 100–250 нм, что соответствует теоретическим расчётам. Глубина резонанса зависит в том числе и от длины замкнутого волновода и оптических потерь в волноводе. Для ТМ-поляризованного излучения, распространяющегося в микрокольцевом резонаторе с шириной волновода 550 нм, максимум глубины резонансов наблюдается для величин зазоров в диапазоне 450–650 нм. Согласно расчётам, добротность резонатора растёт с увеличением величины зазора и длины оптического пути в кольцевом волноводе и с уменьшением общих потерь в волноводе

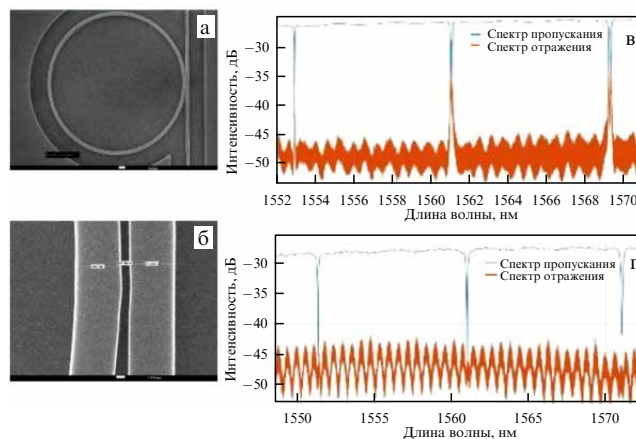


Рис. 3. (а, б) СЭМ-изображения интегрального микрокольцевого резонатора с радиусом 10,7 мкм; оптические спектры пропускания и отражения микрокольцевого резонатора для (в) ТЕ- и (г) ТМ-поляризации излучения.

[24]. Например, для ТМ-одномодового резонатора с радиусом 10,7 мкм с одним прямолинейным волноводом шириной 550 нм увеличение величины зазора с 350 до 530 нм привело к увеличению добротности с $1,0 \times 10^4$ до $3,7 \times 10^4$. В экспериментах для одномодовых ТМ-резонаторов с одним прямолинейным волноводом были достигнуты значения добротности $Q \sim 4,2 \times 10^4$ с глубиной резонанса 10 дБ для волноводов шириной 550 нм, зазором 510 нм и радиусом кольца 10,7 мкм. Следует отметить, что, поскольку резонансы достаточно глубокие, величина зазора между волноводом и микрокольцом может быть увеличена, а это является важным для технологической воспроизводимости таких элементов.

В экспериментах для одномодовых ТЕ-резонаторов с одним прямолинейным волноводом были достигнуты значения добротности $Q \sim 10^5$, при этом глубина резонанса составила $\sim 1,5$ дБ для волноводов шириной 520 нм с величиной зазора 210 нм и радиусом кольца 10,7 мкм. Обнаружено, что все резонансы для микрокольцевых резонаторов с такой добротностью оказываются расщеплёнными. Получение нерасщеплённых резонансов с добротностью более 10^5 возможно путём увеличения длины микрокольцевого резонатора и использования волноводов неполного травления [61] или многомодовых волноводов [62, 63]. Отметим, что увеличение длины оптического пути в микрокольцевом резонаторе неизбежно будет приводить к уменьшению величины области свободной дисперсии.

Как было отмечено выше, применение методов уменьшения оптических потерь в волноводах, например путём добавления операций постобработки, может приводить к увеличению добротности микрокольцевых резонаторов. Так, улучшение добротности микрокольцевых резонаторов показано в работах [47, 64], где применена технология локального окисления. В работе [65] продемонстрирован микрокольцевой резонатор диаметром 9 мкм с добротностью $9,2 \times 10^5$, что соответствует ширине пика резонанса на полувысоте 1,6 пм и величине оптических потерь $0,76$ дБ см^{-1} . Следует отметить, что такая высокая добротность была получена с помощью двухстадийной электронно-лучевой литографии, где точность совмещения паттернов двух последовательных литографий лучше 25 нм, и плазмохимического травления в

индуктивно-связанной плазме. Последующее изотропное химическое травление в парах плавиковой кислоты использовалось для удаления слоя диэлектрика под кремниевыми волноводами и формирования подвешенного резонатора. Однако такие изменения в технологии не всегда могут обеспечить воспроизводимость итоговых оптических характеристик создаваемых элементов.

Альтернативным способом улучшения добротности микрокольцевых резонаторов и, соответственно, уменьшения оптических потерь является уменьшение взаимодействия оптической моды с границами волновода с целью уменьшения рассеяния излучения на шероховатостях. Например, для волноводов, изготовленных на платформе нитрида кремния с высотой 175 нм, оптические потери составляют порядка 0,1–0,2 дБ см⁻¹ [66]. Увеличение аспектного соотношения (ширина: высота > 10:1) приводит к уменьшению оптических потерь до 0,001 дБ см⁻¹ [67]. Это связано с уменьшением рассеяния оптической моды излучения на боковых стенках, поскольку площадь боковых стенок также уменьшается. С другой стороны, площадь верхней и нижней грани увеличивается, однако ввиду технологических особенностей изготовления пластин нитрида кремния и КНИ шероховатость планарных поверхностей гораздо меньше (~ 0,3 нм) [39, 67], чем шероховатость боковых стенок (~ 1–10 нм) [11, 37–39]. В результате полные оптические потери для таких волноводов оказываются ниже, чем для волноводов с более высокой боковой стенкой, что приводит к повышению добротности микрокольцевого резонатора. Однако высокое аспектное соотношение ухудшает локализацию моды, что приводит к необходимости существенно увеличивать радиусы изгиба волноводов.

Уменьшения влияния рассеяния на шероховатостях боковых стенок также можно добиться путём химического травления слоя оксида, сформированного на боковых поверхностях кремниевых волноводов. В работе [36] показано, что высокотемпературное оксидирование интегральных кремниевых волноводов в парах воды и кислорода с последующим этапом анизотропного травления приводит к уменьшению шероховатости боковых стенок.

Соответственно, оптические потери в одномодовом кремниевом волноводе шириной 500 нм уменьшались до 0,8 дБ см⁻¹. В работе [68] исследованы микрокольцевые резонаторы на основе кремния с различной шириной волновода: 0,45, 1,6 и 2 мкм. Для этих резонаторов измеренные добротности составили соответственно $1,93 \times 10^5$, $2,73 \times 10^6$ и $3,95 \times 10^6$. Исходя из величин добротности были оценены оптические потери: 1,6, 0,15 и 0,1 дБ см⁻¹. Величины шероховатости боковой стенки и планарной поверхности составили 2,6 и 0,24 нм соответственно. Как известно, увеличение длины оптического пути в микрокольцевом резонаторе приводит к уменьшению величины области свободной дисперсии, которая для данных резонаторов составила 325 пм. В работе [69] проведены теоретические и экспериментальные исследования микрорезонатора, изготовленного на основе широкого (2 мкм) волновода неполного травления с высотой ребра 130 нм и нижнего слоя 90 нм. Измеренная добротность микрорезонатора составила $1,01 \times 10^6$. Применение такого узкополосного фильтра позволило создать детектор температуры с чувствительностью 0,019 °С.

Для создания полосовых оптических фильтров, применяемых для мультиплексирования с разделением по длине волны (DWDM-систем [70]) представляет интерес

задача контролируемой подстройки ширины оптического резонанса микрокольцевого резонатора. Одним из способов перестройки ширины оптических резонансов является изменение коэффициента связи направленного ответвителя кольцевого резонатора. Однако при изменении коэффициента связи меняется не только ширина резонанса, но и его высота (глубина). Например, в работе [71] авторы разработали кремниевый микрокольцевой резонатор с интерферометрически перестраиваемым направленным ответвителем. Такая конструкция позволила путём непрерывного изменения коэффициента связи от 0,114 до 0,453 изменить ширину оптического резонанса в диапазоне от 23,3 до 69,5 ГГц. При этом высота резонанса изменялась в диапазоне 2–30 дБ. Для независимого регулирования ширины и глубины резонанса используется "add-drop" конфигурация кольцевого резонатора с помощью синхронного подстраивания коэффициентов связи двух направленных ответвителей [72]. Авторами продемонстрирована непрерывная перестройка ширины резонанса в диапазоне 0,1–0,7 нм (12,4–86,6 ГГц) при постоянной высоте резонанса 23 дБ. Интересная конструкция кремниевого микротороидального резонатора представлена в работе [73]. В данной работе коэффициент связи направленных ответвителей изменяется с помощью микроэлектромеханических систем (МЭМС), что приводит к непрерывному изменению ширины оптического резонанса в диапазоне 2,8–78,5 ГГц с сохранением высоты резонанса 21,8 дБ. Авторы работы [73] экспериментально показали, что при увеличении ширины резонанса вносимые оптические потери увеличиваются от 1,5 до 7,5 дБ. Увеличить диапазон перестройки ширины возможно путём создания комплексных интегральных структур. Так, в работе [74] продемонстрирован кремниевый интерферометр Маха–Цандера, в плечи которого встроены микрокольцевые резонаторы с интерферометрически перестраиваемыми направленными ответвителями. Синхронно изменяя коэффициенты связи направленных ответвителей, авторы добились непрерывного изменения ширины резонанса в диапазоне 0,46–3,09 нм (57,8–388,3 ГГц) при высоте резонанса 25 дБ.

Альтернативный способ создания интегрального оптического фильтра с полосой пропускания переменной ширины на основе кремниевого микрокольцевого резонатора заключается в комбинировании двух или нескольких резонаторов с резонансом постоянной ширины и изменении положения резонансов относительно друг друга. Такой способ позволяет значительно увеличить формфактор резонансов — отношение ширины на высоте 1 дБ к ширине на высоте 10 дБ — и придать полосе пропускания более прямоугольную форму. Например, в работе [75] разработан оптический фильтр, содержащий четыре микрокольцевых резонатора в "add-drop" конфигурации, спектральные положения резонансов которых изменяются с помощью четырёх независимых нагревателей. В результате получена перестройка ширины резонансов в диапазоне 0,6–2,4 нм (75–300 ГГц). Вносимые оптические потери составили 1,23–6,3 дБ, а высота оптических резонансов получена в диапазоне 16–20 дБ. В работе [76] путём каскадирования двух микрокольцевых фильтров с перестраиваемым положением резонансов получен оптический фильтр с перестраиваемой шириной полосы пропускания в диапазоне 0,1–1 нм (12–125 ГГц). При этом вносимые потери составили 3 дБ.

4. Фильтры Вернье с термооптической перестройкой

Разработка и изготовление перестраиваемых оптических фильтров, работающих в $S + L$ диапазоне, находят применения в задачах, связанных с анализом спектра оптического излучения, мультиплексированием с разделением по длине волны, а также в сенсорных технологиях [77]. К ключевым характеристикам таких фильтров относятся добротность, область свободной дисперсии (ОСД), диапазон, скорость и эффективность перестройки. В качестве основных элементов перестраиваемых фильтров, реализуемых в интегральном исполнении, часто используются микрокольцевые резонаторы. Эффективным методом перестройки резонансной длины волны микрокольцевых резонаторов является термооптический эффект, который, как обсуждалось выше, заключается в изменении показателя преломления вещества при изменении температуры. При этом термооптический эффект в кремнии обеспечивает наибольшее изменение показателя преломления среди существующих материалов [78]. К явным преимуществам данного метода, с точки зрения изготовления ФИС, относятся минимальные внесённые оптические потери, поскольку микронагревательный элемент можно расположить на достаточном удалении от интегрального волновода.

Для микрокольцевого резонатора на подложке кремний-на-изоляторе изменение показателей преломления кремния и диоксида кремния приводит к изменению эффективного индекса кольцевого волновода и, следовательно, к изменению положения резонансной длины волны в спектре:

$$\Delta\lambda_{\text{res}} = \frac{\Delta n_{\text{eff}} L}{m}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (12)$$

где $\Delta n_{\text{eff}} = (\partial n_{\text{eff}} / \partial T) \Delta T$. Здесь $\partial n_{\text{eff}} / \partial T$ — эффективный термооптический коэффициент волноводной моды. Для волноводов на платформе КНИ эффективный термооптический коэффициент может быть разделён на два слагаемых, содержащих параметры кремния и диэлектрика [79]:

$$\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} = \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial n_{\text{Si}}} \frac{\partial n_{\text{Si}}}{\partial T} + \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial n_{\text{SiO}_2}} \frac{\partial n_{\text{SiO}_2}}{\partial T}, \quad (13)$$

где $\partial n_{\text{Si}} / \partial T$ и $\partial n_{\text{SiO}_2} / \partial T$ — термооптические коэффициенты кремния и диоксида кремния. Термооптический коэффициент диоксида кремния на порядок меньше, чем для кремния, поэтому его вклад незначителен [78, 79].

Полученный термооптический сдвиг резонансной длины волны для кремниевых микрокольцевых резонаторов составил приблизительно $0,1 \text{ нм К}^{-1}$ [24]. Платформа кремний-на-изоляторе является наиболее перспективной для изготовления кольцевых резонаторов с термооптической перестройкой и устройств на их основе благодаря высокому термооптическому коэффициенту кремния. Для сравнения, термооптический коэффициент кремния ($1,86 \times 10^{-4} \text{ К}^{-1}$) почти 7,6 раза выше, чем для нитрида кремния ($2,45 \times 10^{-5} \text{ К}^{-1}$) [78, 80]. Как было отмечено выше, платформа КНИ обеспечивает высокий контраст показателей преломления кремния и диоксида кремния. Это позволяет изготавливать весьма компактные микрокольцевые резонаторы с малыми радиусами, достигающими величин порядка $1,5 \text{ мкм}$, что соответствует ОСД более 60 нм [57]. Однако термооптическая перестройка

резонансной длины волны одиночных микрокольцевых резонаторов в таком широком диапазоне (порядка 60 нм) сопряжена с необходимостью нагрева микрокольцевого волновода до высоких температур, превышающих 500°C . Последнее затруднительно для реализации в интегральном исполнении и требует подвода большой мощности. Так, например, для сдвига резонансной длины волны в оптическом спектре на 10 нм мощность, выделяемая на микронагревателе, может достигать 100 мВт . Для практических применений при создании ФИС с несколькими десятками или сотнями перестраиваемых оптических фильтров общее потребление мощности может оказаться очень высоким.

Для некоторых задач требуется перестройка оптического фильтра на довольно большой спектральный диапазон (например, более 60 нм). Одной из оптических схем, позволяющих значительно увеличить ОСД оптического фильтра и, соответственно, диапазон его перестройки, является схема Вернье [81]. Схема состоит из двух микрокольцевых резонаторов с различными радиусами и, как следствие, отличающимися ОСД. Максимум пропускания фильтра наблюдается в том случае, если резонансные длины волн обоих резонаторов согласованы. В случае независимой термооптической перестройки каждого из резонаторов можно обеспечить непрерывную перестройку резонанса фильтра Вернье во всей ОСД. При этом радиусы микрокольцевых резонаторов подбираются таким образом, чтобы отношения длин окружностей представляли собой отношение целых чисел [82]:

$$\frac{L_2}{L_1} = \frac{m_2}{m_1}. \quad (14)$$

Тогда результирующая ОСД фильтра Вернье будет определяться как

$$\text{ОСД}_{\text{Вернье}} = m_1 \text{ОСД}_1 = m_2 \text{ОСД}_2. \quad (15)$$

Для обеспечения непрерывной перестройки фильтра Вернье необходимо, чтобы оба микрокольцевых резонатора перестраивались в диапазоне, не меньшем, чем величина каждой ОСД.

На рисунке 4 представлено изображение типичной структуры фильтра Вернье, изготовленного на подложке КНИ, полученное с помощью оптического микроскопа [52]. Ввод – вывод излучения осуществляется с помощью интегральных дифракционных решёток, оптимизированных под эффективный ввод ТЕ-моды в случае толщины кремния 220 нм и ТМ-моды для толщины 500 нм . Пассивная часть изготовлена методами электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. Термооптическая перестройка каждого микрокольцевого резонатора осуществлялась независимым металлическим нагревательным элементом, состоящим из титановой секции, расположенной непосредственно над микрокольцевым резонатором, и золотых подводящих контактов. Нагревательные элементы отделены от кремниевой пассивной части слоем диэлектрика для минимизации оптических потерь.

Были изготовлены и исследованы фильтры Вернье с различными соотношениями радиусов микрокольцевых резонаторов, обеспечивающих ОСД системы от 45 до 90 нм . На рисунке 5 представлены характерные спектры пропускания оптического фильтра, демонстрирующие термооптическую перестройку резонансной длины волны фильтра Вернье в диапазоне 53 нм . Для данной струк-

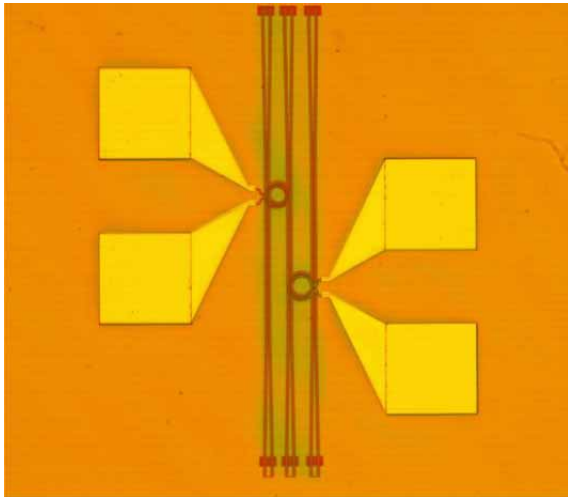


Рис. 4. Оптическое изображение интегрального оптического фильтра Вернье с двумя микронагревателями.

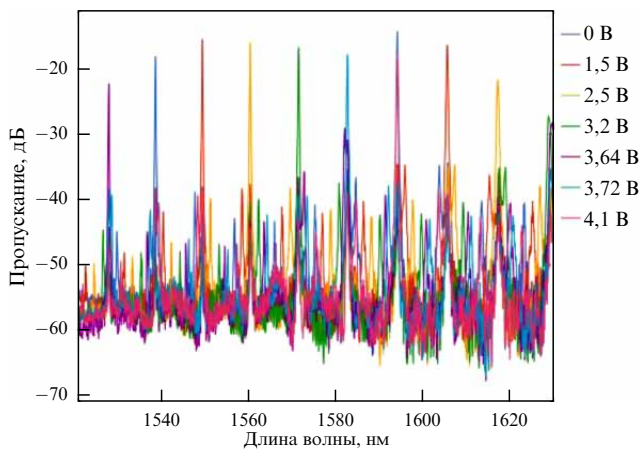


Рис. 5. Оптический спектр пропускания интегрального оптического фильтра Вернье.

туры ОСД микрокольцевых резонаторов по отдельности составляют 9 и 11 нм, в то время как ОСД фильтра Вернье составляет порядка 53 нм. Экспериментально измеренная скорость перестройки для фильтров Вернье составила более 2 нм мкс^{-1} . Важно, что величина подавления боковых пиков в полученных спектрах превышает 18 дБ, а спектральная ширина оптического резонанса на полувысоте пика составляет менее 150 пм [52]. Для сравнения в работе [51] исследован фильтр Вернье на основе двух микрокольцевых резонаторов типа "стадион" (race-track), изготовленный на подложке КНИ с толщиной рабочего слоя 220 нм. ОСД фильтра составила 36 нм, подавление боковых пиков составило более 9 дБ, а ширина главного резонанса на полувысоте равнялась 740 пм. Оптические потери в структуре, представленной в работе [52], за вычетом потерь измерительного оборудования, рассеяния в линзованных волокнах и дифракционных решётках в среднем для набора из десяти структур составили 3 дБ. Конфигурация нагревательных элементов, изготовленных в данных структурах, обеспечивает перестройку резонансной длины волны каждого микрокольцевого резонатора на величину не менее 11 нм. При этом эффективность перестройки составила 130 пм мВт^{-1} , что более чем в 1,5 раза выше эффективности, продемонстрированной в работах [82, 105] ($80,2 \text{ пм мВт}^{-1}$).

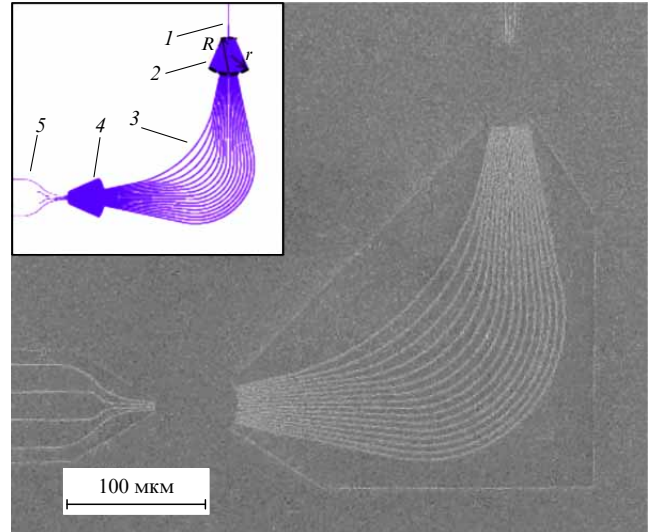


Рис. 6. СЭМ-изображение упорядоченной волноводной решётки, изготовленной методом неполного травления. На вставке показаны: 1 — входной волновод, 2 — разделитель, 3 — промежуточные волноводы, 4 — объединитель, 5 — выходные волноводы.

5. Упорядоченные волноводные решётки

Упорядоченная волноводная решётка (УВР) позволяет осуществлять спектральную селекцию выбранного диапазона длин волн. Основным назначением упорядоченных волноводных решёток является перераспределение входного широкополосного излучения в пространственно-разделённые спектральные каналы. Такие УВР могут использоваться в качестве мультиплексоров и демультимплексоров в интегральных фотонных схемах для передачи данных, спектроанализаторах и других устройствах [83–85].

Изготовленная упорядоченная волноводная решётка (рис. 6) представляет собой интегральную структуру, состоящую из входного волновода (1), разделителя (2), промежуточных волноводов (3), объединителя (4) и выходных волноводов (5). Составные элементы упорядоченной волноводной решётки рассчитываются из аналитических формул, с учётом дифракционных потерь, потерь на распространение, рассеяния и радиационных потерь на изгибах волноводов. Геометрические размеры элементов упорядоченной волноводной решётки моделируются в зависимости от желаемых параметров: спектральной ширины каналов и области свободной дисперсии УВР. Разделитель (1) и объединитель (4) представляют собой области свободного распространения излучения внутри кремниевого слоя. Данные области образованы окружностями Роуланда радиусами R и r , при этом $R = 2r$. В области разделителя происходит дифракция входного излучения во множество промежуточных волноводов. Варьирование ширины волновода на входе в разделитель приводит к изменению расходимости входного излучения.

Количество промежуточных волноводов должно быть согласовано с областью дифракции излучения. Для уменьшения потерь промежуточные волноводы в области соединения с разделителем и объединителем чаще всего имеют уширения. Электромагнитное излучение распределяется в промежуточные волноводы с одинаковой начальной фазой. Разность оптических длин

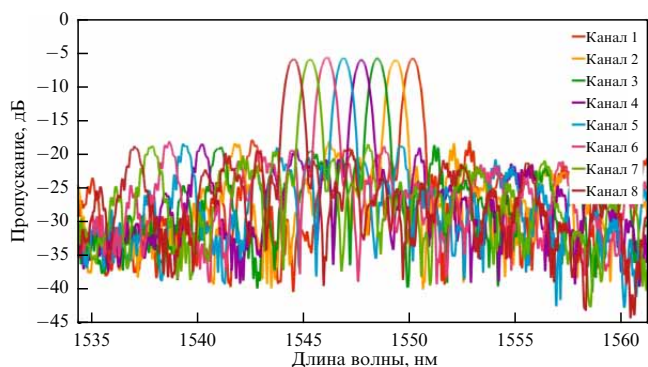


Рис. 7. Оптический спектр пропускания упорядоченной волноводной решётки с шириной канала 100 ГГц.

промежуточных волноводов задаёт разность фаз распространяющегося в параллельных промежуточных волноводах излучения и определяется по формуле $m\lambda_0/n_{\text{eff}}$, где m — целое число, λ_0 — центральная длина волны в вакууме, n_{eff} — эффективный показатель преломления волноводной моды [86]. Промежуточные волноводы упорядоченной волноводной решётки могут иметь геометрию с одним или двумя закруглениями. В случае если промежуточные волноводы имеют два закругления, одинаковых для всех, разность длин волноводов закладывается в длину прямолинейных участков. В случае с одним закруглением требуются дополнительные расчёты правильного учёта разности длин волноводов на сегментах окружностей разного радиуса.

В области объединителя происходит многолучевая интерференция излучения, выходящего из промежуточных волноводов с фазами, заданными длинами соответствующих волноводов. Приёмные волноводы располагаются в областях интерференционных максимумов для заданной длины волны излучения на границе объединителя. Перекрестные потери зависят от доли излучения, которое попадает в соседние выходные волноводы при интерференции, и отражений в области объединителя. Расстояние между выходными волноводами влияет на перекрестные потери. Спектральное расстояние между центрами выходных каналов задаётся на стадии проектирования УВР и определяется разностью фаз излучения в соседних промежуточных волноводах. Область свободной дисперсии упорядоченной волноводной решётки должна быть больше спектральной суммы выходных каналов.

Пример интегральной DWDM (Dense Wavelength-Division Multiplexing — технология плотного мультиплексирования с разделением по длине волны) упорядоченной волноводной решётки представлен на рис. 6. Упо-

рядоченные волноводные решётки 1×8 рассчитаны и изготовлены со спектральной шириной каналов и расстоянием между соседними каналами 100 ГГц. Перекрестные потери в изготовленной структуре составили 12,5 дБ, общие оптические потери в интегральной структуре измерены на уровне 5,5 дБ. Уровень оптических потерь в структуре может быть уменьшен, например за счёт уменьшения поперечных размеров упорядоченной волноводной решётки.

Как было отмечено ранее, вследствие высокого оптического контраста упорядоченные волноводные решётки на платформе КНИ имеют меньшие размеры по сравнению с другими интегральными платформами. В таблице 2 приводится сравнение УВР в интегральном исполнении, изготовленных на различных технологических платформах для DWDM применений со спектральной шириной каналов 100 ГГц.

Как было показано выше, спектральное уплотнение каналов на интегральной платформе КНИ можно осуществить, например, с помощью каскада одиночных или двойных микрокольцевых резонаторов. Данная схема может обеспечить расстояние между соседними каналами меньше 100 ГГц при значениях перекарестных помех менее 60 дБ [92]. Каскад микрорезонаторов в качестве демультимплексирующего элемента имеет проблему, связанную с термостабилизацией каждого микрокольцевого резонатора.

В DWDM оптических линиях связи также могут использоваться ступенчатые дифракционные решётки (echelle grating). Данный вид дифракционных решёток может значительно улучшить уровень перекарестных помех, но имеет большие размеры структуры по сравнению с упорядоченными волноводными решётками. Уровень перекарестных помех в ступенчатых дифракционных решётках согласно расчёту оценивается как 55–60 дБ [93, 94], однако лучшие интегральные структуры, изготовленные на платформе КНИ, демонстрируют перекарестные помехи –35 дБ при сравнительно больших размерах порядка 25 мм² [95].

Упорядоченная волноводная решётка неполного травления, представленная на рис. 6, имеет характерные размеры $\sim 350 \times 350$ мкм². Показано, что изготовление разделителя и объединителя упорядоченной волноводной решётки без боковых стенок, а только ограниченных промежуточными и входными (выходными) волноводами, расположенными по окружностям, приводят к уменьшению общего уровня оптических потерь и уровня перекарестных оптических потерь в структуре, а технология неполного травления на платформе КНИ позволяет уменьшить перекарестные потери между выходными волноводами до уровня –16 дБ и внесённые потери до –2,5 дБ [96].

Таблица 2. Сравнение характеристик УВР со спектральным расстоянием между каналами 100 ГГц, изготовленных на различных технологических платформах

Технологическая платформа	Внесённые потери, дБ	Перекарестные помехи, дБ	Характерные размеры УВР, мм ²
Кремний-на-изоляторе (КНИ) [87]	4,5	–20,5	1,26 × 0,9
Фосфид индия InP [88]	3,4	–14	4,3 × 0,6
Нитрид кремния Si ₃ N ₄ [89]	1,7	–21	2,2 × 0,7
Диоксид кремния SiO ₂ [90]	2,0	–35	13 × 16
Резист PMMA [91]	3,3	–11,6	15 × 9,2

6. Интерферометры, электрооптические модуляторы

Многие оптические системы, позволяющие передавать и обрабатывать информацию [97] или модифицировать различные сигналы [98], представляют большой научный и практический интерес, особенно если устройство реализовано в виде компактной фотонной интегральной схемы [99–101]. В качестве основного компонента таких устройств используется модулятор оптического излучения.

Существующие электрооптические модуляторы, изготовленные на платформе фосфида индия, базируются на основе $n-i-p$ -гетероструктур и демонстрируют широкую полосу модуляции более 85 ГГц, сравнительно умеренные оптические потери около 6,1 дБ и экстинкцию более 33 дБ [102]. В данной работе авторы утверждают, что когерентный трансмиттер на основе таких модуляторов способен на передачу информации со скоростью 1 Tb s^{-1} на один спектральный канал, что несомненно является высоким показателем. На платформе тонкоплёночного ниобата лития на сегодняшний день удалось продемонстрировать полосу модуляции более 100 ГГц при оптических потерях в активной области менее 0,5 дБ и экстинкции порядка 30 дБ [103]. Хорошие электрооптические характеристики модуляторов из ниобата лития и существующие технологические трудности, препятствующие созданию качественных пассивных оптических элементов на этой платформе, подталкивают исследователей к поискам гибридных решений. В таком подходе пассивная оптика и низкоскоростная термооптическая перестройка реализуются на основе платформ кремния или нитрида кремния, в то время как высокие скорости обработки оптического сигнала достигаются в слое ниобата лития, интегрированного в эти платформы. Такое решение позволило продемонстрировать на нитриде кремния модуляцию оптического излучения в полосе 37 ГГц с внесёнными оптическими потерями модулятора на уровне 1 дБ и экстинкцией более 30 дБ [104].

На платформе КНИ существует несколько типов интегральных модуляторов, основанных на эффектах электрорефракции (изменяется действительная часть показателя преломления) или электроабсорбции (изменяется мнимая часть показателя преломления) [105]. К электрорефракционным модуляторам относятся структуры на основе термооптического эффекта [85], эффекта плазменной дисперсии [106], а также плазмонные устройства на основе органических электрооптических соединений [107]. В некоторых конструкциях таких модуляторов используется интерфейс волоконного ввода в виде золотой решётки, способной возбуждать плазмонную моду [108]. Среди электроабсорбционных интегральных модуляторов достаточно популярны гибридные структуры на основе кремниевых волноводов и прозрачных проводящих оксидов (ППО). Свойства последних могут быть как диэлектрическими, так и металлическими в зависимости от величины концентрации свободных носителей зарядов. Принцип работы модуляторов такого типа основан на эффекте изменения концентрации носителей на границе диэлектрик – слой ППО [20, 109, 110].

Контролируемое изменение показателя преломления кремния, обусловленное изменением температуры (термооптический эффект), используется для управления оптическим откликом спектрально селективных устройств

на основе кремния, например, в интерферометрах Маха–Цандера (ИМЦ) или микрокольцевых резонаторах. Как отмечено выше, термооптический коэффициент $\alpha = \frac{\partial n}{\partial T}$, зависимость показателя преломления материала n от температуры T , для кремния составляет $1,86 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [64, 111]. Данное значение существенно больше, чем величина термооптического коэффициента волноводных материалов других технологических платформ. Например, термооптический коэффициент нитрида кремния на порядок меньше и составляет $2,45 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [78, 80]. Нагрев волноводных структур, например с помощью микронагревателя, приводит к изменению коэффициента преломления и, следовательно, это влияет на величину эффективного индекса и фазы оптической моды. Управление фазой при помощи термооптического эффекта в ИМЦ позволяет изменять интенсивность выходного оптического излучения.

На рисунке 8а представлена схема ИМЦ с двумя нагревателями, расположенными над каждым плечом интерферометра. Результаты экспериментального исследования оптического пропускания изготовленного устройства представлены на рис. 8б. Устройство представляет собой модулятор на основе интерферометра Маха–Цандера с термооптическим управлением и характеризуется величиной экстинкции $\sim 25 \text{ дБ}$ и характерным временем переключения около 10 мкс. Термооптический эффект позволяет реализовать сравнительно медленную оптическую модуляцию, и такие модуляторы могут быть применены в областях, где не требуется высокая скорость передачи данных.

Плазмонные модуляторы на основе прозрачных проводящих оксидов характеризуются малыми, порядка нескольких микрон, размерами и широкой полосой модуляции, более 40 ГГц [109, 110]. Типичная конструкция модулятора такого типа включает слои ППО, диэлектрика и золота, осаждённые на волновод таким образом,

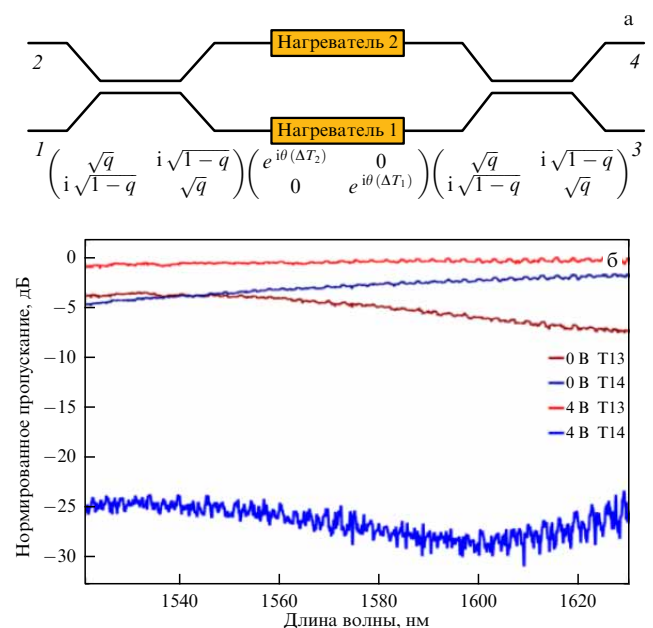


Рис. 8. (а) Схема ИМЦ с термооптическим управлением и матрицы передачи её основных элементов, где q — коэффициент связи направленного ответвителя, а $\theta(T_1)$ и $\theta(T_2)$ — фазовый набег оптических мод нагреваемых волноводов. (б) Спектры пропускания из порта 1 в порт 3 (T13) и из порта 1 в порт 4 (T14) при напряжениях 0 В и 4 В на нагревателе 1.

чтобы сформировать плоский конденсатор [20, 109]. При приложении напряжения в конденсаторе возникает тонкий слой с такой концентрацией свободных носителей зарядов в ППО на границе с диэлектриком, при которой создаются условия формирования поверхностного плазмон-поляритона. Электрическое поле возбуждаемой в структуре плазмонной моды при этом оказывается в значительной степени сосредоточено внутри слоёв диэлектрика и ППО. Преобразование волноводной моды в плазмонную, в зависимости от напряжения на конденсаторе и параметров заряженного слоя, обеспечивает амплитудную модуляцию оптического сигнала.

Условие возбуждения плазмонной моды реализуется, когда плоскость поляризации излучения перпендикулярна слоям модулятора. Таким образом, для модуляции ТЕ-поляризованной волноводной моды необходима геометрия конденсатора с обкладками, прилегающими к вертикальным стенкам волновода, что создаёт определённые трудности с точки зрения технологии. ТЕ-поляризованная волноводная мода может также возбуждать плазмонную моду и в планарной конфигурации конденсатора, но для этого требуется специальный "интерфейс связи", формируемый, например, с помощью угловых плазмонов [20].

В работе [109] рассчитан, изготовлен и экспериментально исследован плазмонный электроабсорбционный модулятор на основе гибридного волновода, содержащего кремний и слой диэлектрика (SiO_2) и оксида индия олова (ИТО). Структура имеет "интерфейс связи" для ТЕ волноводной и поверхностной плазмонной мод. Однако конфигурация гибридного волновода обеспечивает возможность модуляции и ТМ волноводной моды, что является существенным улучшением существующих плазмонных модуляторов, адаптированных только под определённую поляризацию излучения. На рисунке 9 приведены СЭМ-изображение изготовленного модулятора, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (а), схематическое изображение сечения области модуляции (б), а также результаты измерений коэффициента экстинкции (в) и ширины полосы модуляции (г) электрооптического модулятора для ТЕ-поляризованной волноводной моды оптического излучения. Модулятор длиной 15 мкм демонстрирует пропускание оптического сигнала на уровне $-4,6 \pm 0,2$ дБ и экстинкцию $1,8 \pm 0,2$ дБ на длинах волн от 1520 до 1630 нм в диапазоне приложенных напряжений от -3 В до $+2$ В. В области модуляции кремниевый волновод не ограничен боковыми стенками (рис. 9а). Это позволило подводить

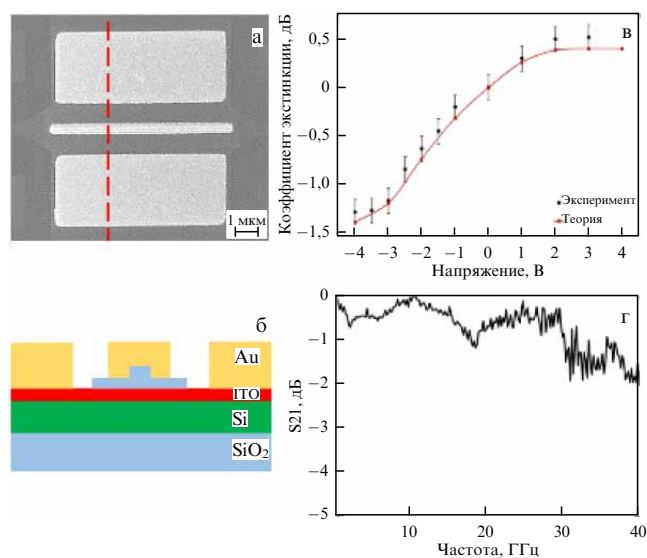


Рис. 9. (а) СЭМ-изображение интегрального электроабсорбционного плазмонного модулятора, штриховой линией показана область сечения для схематического изображения сечения области модуляции (б); (в) зависимость коэффициента экстинкции модулятора от приложенного напряжения; (д) нормированный S21 отклик аналогового оптического тракта с плазмонным электроабсорбционным модулятором.

напряжение к активной области модулятора при помощи широкого планарного контакта из оксида индия олова. Конфигурация активной области модулятора и подводящих контактов позволила продемонстрировать на модуляторе длиной 8 мкм полосу модуляции более 40 ГГц по уровню -2 дБ [109].

Среди модуляторов на кремниевой платформе самыми высокоскоростными являются структуры на основе электрооптических органических веществ. Самые популярные и хорошо изученные p-n- и p-i-n-структуры проигрывают другим вариантам по полосе модуляции и размеру. Структуры на основе ППО занимают нишу самых компактных высокоскоростных интегральных амплитудных модуляторов с полноценной оптической полосой (без резонансных или асимметричных интерференционных методов), обладающих умеренными экстинкцией и оптическими потерями. Ниже, в табл. 3, приведены характеристики современных высокочастотных модуляторов, изготовленных на платформе КНИ и работающих в оптическом C-диапазоне (1528–1565 нм). Мы не рассматриваем в данном обзоре довольно широкий спектр оптических модуляторов на основе графена, так

Таблица 3. Сравнение характеристик высокоскоростных модуляторов на платформе КНИ

Технология	Внесённые потери, дБ	Коэффициент экстинкции, дБ	Полоса модуляции, ГГц	Размер, мкм	Литература
p-n-переход, кольцевой резонатор	1,5	23	60	8	[112]
p-n-переход, симметричный ММЦ	8,4	20	47	2500	[113]
Плазмонный асимметричный ММЦ с органическим электрооптическим веществом HD-BB-OH/YLD124	12,2	25	500	25	[114]
Плазмонный симметричный ММЦ с нелинейным электрооптическим веществом	30 (модулятор и решётки)	15	70+ (ограничено прибором)	20	[107]
Направленный ответвитель, ППО In_2O_3	4,5	1,7	40+ (ограничено прибором)	7	[110]
Плазмонный интерфейс, ППО ИТО	4,6	1,8	40+ (ограничено прибором)	15	[109]

же за рамками рассмотрения остаются гибридные кросс-платформенные решения, которые достойны отдельного обзора.

Основной метрикой качества аналогового оптического тракта является свободный динамический диапазон, который зависит от уровня шумов и коэффициента передачи в тракте, а также от величины нелинейных искажений сигнала. Коэффициент передачи сигнала аналоговым оптическим трактом зависит от коэффициента экстинкции модулятора, потерь мощности сигнала на элементах тракта, параметров использованных усилителей, фотодетектора и лазера. В свою очередь линейность тракта зависит от передаточной функции модулятора, линейности отклика фотодиода и параметров использованных усилителей при условии, что все остальные элементы работают в линейных режимах. Детальное описание вопросов, связанных с коэффициентами передачи, шумами и линейностью в аналоговых оптических трактах, а также связи этих параметров с характеристиками модулятора можно найти в книге [115].

Свойства аналоговых оптических трактов на основе интегральных модуляторов Маха–Цандера (ММЦ) относительно неплохо изучены. Тракт, включающий двойной кремниевый ММЦ на основе $p-n$ перехода, способен продемонстрировать свободный динамический диапазон более 100 дБ Гц^{-2/3} на частоте 10 ГГц для интермодуляции третьего порядка [116]. Аналоговый оптический тракт, включающий плазмонный ММЦ на основе электрооптического органического вещества, продемонстрировал свободный динамический диапазон 92,7 дБ Гц^{-2/3} [114]. Линейность и свободный динамический диапазон трактов с интегральным плазмонным модулятором на основе прозрачного проводящего оксида на данный момент исследованы недостаточно полно.

7. Технологии оптической стыковки

Высокий оптический контраст кремния по сравнению с окружающими волноводами диэлектрическими материалами (воздух или диоксид кремния) способствует созданию компактных интегральных оптических устройств. С другой стороны, малые поперечные размеры интегральных элементов приводят к проблеме согласования размеров оптических мод между кремниевым волноводом и оптоволоком. Площадь сердцевинки оптоволокна (~ 8 мкм в диаметре) получается в 450 раз больше площади сечения одномодового интегрального кремниевого волновода (220 × 500 нм). Это создаёт определённые трудности для ввода и вывода оптического излучения в фотонные интегральные схемы на основе кремния.

Для решения данной проблемы обычно используются дифракционные решётки (вертикальный ввод) или конвертеры размера оптической моды (торцевой ввод) [117]. Дифракционные решётки обычно требуют небольшого угла падения излучения, чтобы эффективно осуществлять ввод–вывод в оптическое волокно. Это создаёт технологическую проблему с точки зрения стыковки. Волокно должно быть расположено в правильном месте под нужным углом, что подразумевает точную юстировку по трём пространственным координатам (обычно с допуском ±1 мкм) и трём углам. К тому же близкий к нормали угол падения делает финальный чип громоздким и довольно хрупким. Существует также подход, обеспечивающий идеально вертикальное соедине-

ние волокна с чипом, что несколько упрощает процесс стыковки. В таком методе используется специальным образом вытравленная дифракционная решётка для обеспечения ввода–вывода строго под углом 0° к нормали. Благодаря идеально вертикальному вводу–выводу фактически исключается юстировка по углам, что сводит к минимуму время, необходимое для стыковки, и понижает общую сложность процесса. Эффективность ввода–вывода при идеально вертикальной стыковке может достигать 50–65 % в зависимости от используемого волокна. Более высокая эффективность достигается при использовании линзованного волокна, а более низкая — при использовании традиционного SMF волокна. Тем не менее такой подход не решает проблему громоздкости и хрупкости финальной конструкции. Пример вертикального метода ввода–вывода излучения в ФИС при помощи массива оптических волокон, закреплённых внутри стеклянного блока, и дифракционных решёток ввода–вывода приведён в работе [118].

Оптическая стыковка оптоволокна в торец с использованием конвертеров размера оптической моды и линзованных волокон демонстрирует высокие эффективности ввода–вывода излучения. В работе [119] измерены оптические потери на уровне –0,5 дБ на стыковку с использованием конвертера размера оптической моды на основе полимерного покрытия кремниевого волновода с так называемым обратным тэйпером. Преимущество стыковки в торец также заключается в возможности ввода–вывода как ТЕ-, так и ТМ-поляризованного излучения. Однако, как правило, эффективности ввода различных поляризаций тоже отличаются. Следует отметить, что такой подход подразумевает стыковку к интегральным волноводам, выведенным на границу чипа. Кроме того, для реализации торцевой стыковки необходима тщательная полировка края образца и прецизионное оптическое выравнивание положения оптоволокна относительно расположения кремниевого волновода по трём координатам и углам, что существенно усложняет технологию оптической стыковки.

Стандартный подход к горизонтальной стыковке оптического волокна и ФИС заключается в использовании полированных волокон. В данном случае волокно полируется под определённым углом, например, 40° [120]. Это обеспечивает отклонение луча от нормали на 10° внутри волокна (и результирующий угол падения на решётку около 15° при наличии воздушного зазора), что типично для стандартных дифракционных решёток ввода–вывода. Добавочные потери на ввод–вывод оптического излучения, возникающие из-за погрешности позиционирования, составляют менее 1 дБ при планарном смещении на расстоянии менее 5 мкм, также менее 1 дБ при вертикальном удалении от чипа на высоту до 13,5 мкм. Поэтому такой способ стыковки не требует высокоточного позиционирования, как в методе торцевой стыковки. К достоинствам этого метода стыковки также можно отнести возможность ввода–вывода оптического излучения в любой точке образца на его поверхности. Данный метод может быть реализован практически с любым ФИС, содержащим решётки ввода–вывода, а небольшое количество функциональных элементов снижает сложность изготовления и сборки. Для закрепления волокон на поверхности используется эпоксидная смола, отверждаемая УФ-светом. Также можно использовать массивы полированных оптических волокон,

чтобы обеспечить ввод нескольких каналов в чип без каких-либо дополнительных усложнений. Однако рассматриваемый подход также не лишён недостатков. Во-первых, полировка волокон не является стандартной процедурой для КМОП-технологии в частности и в кремниевой фотонике в целом. Во-вторых, остаётся открытым вопрос, можно ли точно и воспроизводимо полировать волокна под определённым требуемым углом для производственных целей. Хотя показано, что этого можно достичь в небольших количествах, достоверно неизвестно, можно ли этого добиться при больших объёмах полировки экономически эффективным способом.

Ещё одним широко распространённым методом горизонтальной стыковки оптического волокна и ФИС является метод соединения на основе V-образной канавки и сужающегося по ширине кремниевого волновода — модового преобразователя [121]. Применение сужающихся волноводов даёт ряд преимуществ перед использованием дифракционных решёток ввода–вывода. Самым большим потенциальным преимуществом является эффективное устранение поляризационно-зависимых потерь, присутствующих при дифракционных решётках. Другим преимуществом является то, что сужающиеся волноводы обычно обеспечивают гораздо более широкую полосу пропускания, поскольку они не имеют фундаментальных ограничений полосы пропускания, в отличие от дифракционных решёток. Используемая в данном методе V-образная канавка, которая создается путём анизотропного травления кремниевой подложки, используется для фиксации сколотого оптического волокна. Сужающийся по ширине волновод используется для постепенного преобразования и согласования оптических мод, соответствующих сердцевине оптического волокна и однородному по ширине кремниевому волноводу. Оксидный волноводный слой под сужающимся кремниевым волноводом работает таким образом, что оптическая мода из волокна плавно переходит в оксидный волновод, поскольку они имеют одинаковые показатели преломления. Затем мода из-за наличия сужения постепенно затягивается в кремниевый волновод с более высоким показателем преломления, пока она полностью не будет ограничена последующим однородным кремниевым волноводом. Теоретически такой процесс должен происходить адиабатически без потери энергии. Стоит отметить, что наличие кремниевой подложки под сужающимся кремниевым волноводом будет выступать источником дополнительных потерь, так как радиус моды в оптическом волокне превышает 4,6 мкм и, следовательно, эта мода будет просачиваться в подложку, если последнюю не удалить.

Интересным является сравнение эффективности ввода–вывода излучения в кремниевый волновод с помощью одинаковых дифракционных решёток шириной 7 мкм для двух случаев: вертикальная стыковка с линзованными волокнами, ориентированными под небольшим углом к нормали (около 15°), и горизонтальная стыковка с волокнами, полированными под углом 40° . В обоих случаях между волокнами и дифракционными решётками оставался небольшой (20–30 мкм) воздушный зазор. Измеренные спектры пропускания представлены на рис. 10. Из сравнения оптических спектров следует, что использование полированных волокон приводит к уменьшению полного пропускания системы на 4–5 дБ, что соответствует уменьшению эффективности ввода–вывода излучения на 2–2,5 дБ в расчёте на одну ре-

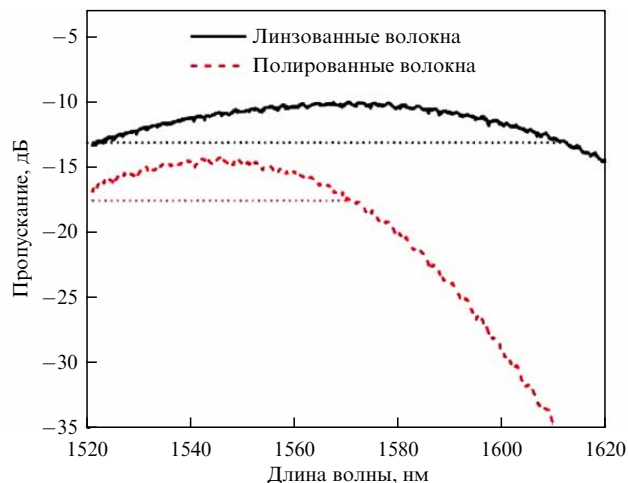


Рис. 10. Спектры пропускания системы "оптический зонд – дифракционная решётка ввода – кремниевый волновод – дифракционная решётка вывода – оптический зонд" для случаев вертикальной (линзованные волокна) и горизонтальной стыковки (полированные волокна). Горизонтальные пунктирные линии отображают ширину полосы пропускания по уровню -3 дБ для каждого из методов стыковки.

шётку. Кроме того, также уменьшается ширина полосы пропускания в ~ 2 раза по сравнению со случаем вертикальной стыковки с помощью линзованных волокон. Оба указанных эффекта можно объяснить более оптимальным согласованием оптических мод волокна и дифракционной решётки при использовании линзованных оптических зондов, обеспечивающих фокусировку излучения и соответствующее уменьшение диаметра модового поля (до 5–6 мкм), как было показано в одной из наших недавних работ [25]. Отметим, что увеличение ширины дифракционных решёток с 7 до 15 мкм позволяет увеличить на 2–3 дБ эффективность ввода–вывода излучения для случая горизонтальной стыковки с использованием полированных волокон. Это объясняется расходимостью пучка, отражённого от полированной поверхности волокна, что требует использования более широкой дифракционной решётки для обеспечения более эффективного ввода–вывода излучения в кремниевый волновод. Однако увеличение ширины дифракционных решёток ввода–вывода не влияет на ширину полосы пропускания. В данном случае полоса остаётся на уровне, типичном для ввода–вывода излучения при помощи сколотого волокна, ориентированного под небольшим углом к нормали.

К преимуществам ввода–вывода оптического излучения через дифракционные решётки относится в том числе и возможность интеграции источников излучения и фотодетекторов непосредственно на фотонную интегральную схему. Гетерогенная и гибридная интеграция представляются наиболее перспективными решениями для создания полностью интегральных устройств фотоники [13]. Гетерогенная интеграция включает сращивание пластин различных материалов напрямую или через промежуточный слой полимера с последующим формированием структур с помощью литографических методов [122–125]. Например, пластина A_3B_5 материала с усиливающей средой для создания лазера сращивается с пластиной КНИ. На этом этапе не требуется точное совмещение, поскольку резонатор и другие элементы в активном слое изготавливаются на более поздних этапах электронной или оптической литографии высокого

разрешения. Ввод – вывод излучения осуществляется с помощью эванесцентной перекачки оптической моды в кремниевый волновод либо посредством дифракционных решёток. Такая гетерогенная интеграция способствует увеличению плотности элементов на пластине, однако сталкивается с трудностями обеспечения эффективности ввода – вывода излучения и более широкой вариации параметров устройств по сравнению с гибридной интеграцией [13].

Гибридная интеграция подразумевает совмещение двух различных чипов, содержащих, например, пассивную волноводную часть, сформированную в слое кремния, и активные элементы в виде лазеров и фотодетекторов, изготовленных на платформе A_3B_5 . Такой подход позволяет наиболее эффективно использовать технологические методы и решения, разработанные для различных платформ и имеющие свои индивидуальные особенности, которые зачастую не позволяют, например, полноценно интегрировать процессы структурирования A_3B_5 материалов в технологическую линейку кремния. Гибридная интеграция включает такие способы, как совмещение перевёрнутого чипа (flip-chip bonding) [126] либо соединение двух чипов с помощью промежуточной микрооптической системы, например с помощью конвертера мод на основе обратного тэйпера или микролинз [127, 128].

Гибридная интеграция хорошо себя зарекомендовала для задач соединения лазеров и фотодетекторов с кремниевой платформой. В рабочем диапазоне длин волн кремниевой фотоники для фотодетекторов необходимо использовать материалы с меньшей по сравнению с кремнием шириной запрещённой зоны. Помимо A_3B_5 материалов, подходящим для задач детектирования излучения в телекоммуникационном диапазоне длин волн материалом является германий [129–131]. Преимуществом германия является его полная совместимость с кремниевыми КМОП-технологиями. Кроме того, германий может быть эпитаксиально выращен на поверхности кремния, что открывает перспективы его применения не только для гибридной, но и для монолитной гетерогенной интеграции в кремниевую платформу [132]. Сравнительные характеристики лавинных германий-кремниевых и A_3B_5 интегральных фотодиодов приведены в обзоре [133]. В работе [134] представлен фотодетектор на основе $p-i-n$ структуры, сформированный в слое GeSn, эпитаксиально выращенном на подложке КНИ методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Фотодетектор обладает рядом преимуществ, таких как малый темновой ток, высокая чувствительность 14 mA Вт^{-1} и широкая полоса пропускания на уровне 30 ГГц по уровню -3 дБ . Низковольтный лавинный германий-кремниевый фотодиод с высокой чувствительностью 26 A Вт^{-1} и полосой пропускания более 30 ГГц продемонстрирован в работе [135]. Высокая чувствительность в сочетании с низкими шумовыми характеристиками таких фотодиодов представляют интерес для оптических приёмников (ресиверов) [136, 137].

8. Заключение

Технологии кремниевой интегральной фотоники позволяют создавать компактные и высокоэффективные компоненты фотонных интегральных схем. На основе численных расчётов разработаны дизайны и изготовлены ряд оптических компонентов, такие как интегральные оптические волноводы, микрокольцевые резонаторы, упорядо-

ченные волноводные решётки, оптические фильтры, электрооптические модуляторы. Технологии кремниевой фотоники продвинулись от изготовления отдельных элементов до полнофункциональных фотонных интегральных схем и устройств на их основе. Особым преимуществом является возможность интеграции кремниевых фотонных интегральных схем с КМОП-технологиями и технологиями корпусирования современной микроэлектроники. В то же время кремниевая фотоника ещё находится в стадии бурного развития. Ряд таких исследований являются перспективными для применений. К ним относятся гибридная и монолитная интеграция с другими технологическими платформами, включая A_3B_5 , Si_3N_4 , SiGe, ниобат лития, разработка интегральных оптических усилителей, оптических изоляторов, широкополосных модуляторов, фотодетекторов, перестраиваемых лазеров, многослойных фотонных интегральных схем.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-91-06301.

Список литературы

- Horikawa T et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **24** 8200415 (2018) <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2018.2819893>
- Shen Y et al. *J. Lightwave Technol.* **37** 245 (2019)
- Rumley S et al. *J. Lightwave Technol.* **33** 547 (2015)
- Zhang X et al. *Nature* **603** 253 (2022)
- Rogers C et al. *Nature* **590** 256 (2021)
- Poulton C V et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **28** 6100508 (2022) <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2022.3187707>
- Harris N C et al. *Nanophotonics* **5** 456 (2016)
- Sun J et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **20** 264 (2013)
- Seok T J et al. *Optica* **6** 490 (2019)
- Chang Lin et al. *Opt. Photon. News* **33** (1) 24 (2022)
- Vlasov Yu A, McNab S J *Opt. Express* **12** 1622 (2004)
- Horikawa T, Shimura D, Mogami T *MRS Commun.* **6** 9 (2016)
- Pavesi L, Lockwood D J (Eds) *Silicon Photonics III. Systems and Applications* (Topics in Applied Physics, Vol. 122) (Berlin: Springer, 2016) <https://doi.org/10.1007/978-3-642-10503-6>
- Bogaerts W, Chrostowski L *Laser Photon. Rev.* **12** 1700237 (2018)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2005); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)
- Novotny L, Hecht B *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2012)
- Inan U S, Marshall R A *Numerical Electromagnetics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011)
- Pshenichnyuk I A et al. *Phys. Rev. B* **109** 035401 (2024)
- Pshenichnyuk I A, Kosolobov S S, Drachev V P *Phys. Rev. B* **103** 115404 (2021)
- Pshenichnyuk I A et al. *Phys. Rev. B* **100** 195434 (2019)
- Пшеничнюк И А и др. *Квантовая электроника* **48** 1153 (2018); Pshenichnyuk I A et al. *Quantum Electron.* **48** 1153 (2018)
- Bogaerts W et al. *J. Lightwave Technol.* **23** 401 (2005)
- Li C, Liu D, Dai D *Nanophotonics* **8** 227 (2018)
- Bogaerts W et al. *Laser Photon. Rev.* **6** 47 (2012)
- Zemtsov D S et al. *Opt. Lett.* **47** 3339 (2022)
- Dumon P et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16** 1328 (2004)
- Bojko R et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **29** 06F309 (2011)
- Chen Y et al. *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **8** 043060 (2009)
- Lee D H et al. *J. Micromech. Microeng.* **25** 015003 (2014)
- Li B et al. *Optik* **172** 777 (2018)
- Bellegarde C et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **30** 591 (2018)
- Sparacin D K et al. *J. Lightwave Technol.* **23** 2455 (2005)
- Cardenas J et al. *Opt. Express* **17** 4752 (2009)
- Gao F et al. *Appl. Phys. B* **81** 691 (2005)
- Takahashi J et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **22** 2522 (2004)
- Lee K K et al. *Opt. Lett.* **26** 1888 (2001)
- Hirayama N et al., in *2012 Intern. Conf. on Solid State Devices and Materials, September 25–27, 2012, Kyoto, Japan, Extended Abstracts 530* (Tokyo: The Japan Society of Applied Physics, 2012) <https://doi.org/10.7567/SSDM.2012.A-2-2>
- Barwicz T, Haus H A *J. Lightwave Technol.* **23** 2719 (2005)
- Qiu C et al. *J. Lightwave Technol.* **32** 2303 (2014)
- Hong S et al. *Photon. Res.* **10** 1 (2022)
- Dong P et al. *Opt. Express* **18** 14474 (2010)
- Su Y et al. *Adv. Mater. Technol.* **5** 1901153 (2020)
- Tran M A et al. *Appl. Sci.* **8** 1139 (2018)
- Lawniczuk K et al. *Adv. Opt. Technol.* **4** (2) 157 (2015)

45. D'Agostino D et al. *Opt. Express* **23** 25143 (2015)
46. Wörhoff K et al. *Adv. Opt. Technol.* **4** (2) 189 (2015)
47. Blumenthal D J et al. *Proc. IEEE* **106** 2209 (2018)
48. Zhu D et al. *Adv. Opt. Photon.* **13** 242 (2021)
49. Himeno A, Kato K, Miya T *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **4** 913 (1998)
50. Barwicz T et al. *Proc. SPIE* **6872** 68720Z (2008)
51. Boeck R et al. *Opt. Express* **18** 25151 (2010)
52. Смирнов А С и др. *Фотон-экспресс* (6) 139 (2023) <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2023-6190-139-139>
53. Sun Y, Fan X *Anal. Bioanal. Chem.* **399** 205 (2011)
54. Carlborg C F et al. *Lab Chip* **10** 281 (2010)
55. Washburn A L, Gunn L C, Bailey R C *Anal. Chem.* **81** 9499 (2009)
56. Tahersima M H et al. *Nanophotonics* **8** 1559 (2019)
57. Xu Q, Fattal D, Beausoleil R G *Opt. Express* **16** 4309 (2008)
58. Li A et al. *Laser Photon. Rev.* **10** 420 (2016)
59. Тазиев К Р, Косоолобов С С, Драчев В П *Фотон-экспресс* (6) 106 (2023) <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2023-6190-106-106>
60. De Heyn P et al., in *2011 Optical Fiber Communication Conf. and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conf., OFC/NFOEC 2011, Los Angeles, California, USA, 6–10 March 2011* (Piscataway, NJ: IEEE, 2011) p. 1701
61. Ehrlichman Y et al., in *2016 IEEE Intern. Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP 2016, Long Beach, California, USA, 31 October–3 November 2016* (Piscataway, NJ: IEEE, 2016) p. 95
62. Guillén-Torres M A et al. *IEEE Photon. Conf.* 336 (2014) <https://doi.org/10.1109/IPCCon.2014.6995381>
63. Burla M et al., in *2016 IEEE Intern. Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP 2016, Long Beach, California, USA, 31 October–3 November 2016* (Piscataway, NJ: IEEE, 2016) p. 259
64. Griffith A et al. *Opt. Express* **20** 21341 (2012)
65. Jiang W C, Zhang J, Lin Q *Opt. Express* **22** 1187 (2014)
66. Blumenthal D J et al. *Proc. IEEE* **106** 2209 (2018)
67. Bauters J F et al. *Opt. Express* **19** 3163 (2011)
68. Zhang L et al. *Laser Photon. Rev.* **16** 2100292 (2022)
69. Luo H et al. *Front. Optoelectron.* **16** 4 (2023)
70. Трещиков В Н, Листвин В Н *DWDM-системы* (М.: Техносфера, 2021)
71. Shoman H et al. *Opt. Express* **27** 26661 (2019)
72. Chen L, Sherwood-Droz N, Lipson M *Opt. Lett.* **32** 3361 (2007)
73. Yao J, Wu M C *Opt. Lett.* **34** 2557 (2009)
74. Li X et al. *J. Opt.* **49** 427 (2020)
75. Dai T et al. *Opt. Lett.* **41** 4807 (2016)
76. Ong J R, Kumar R, Mookherjea S *IEEE Photon. Technol. Lett.* **25** 1543 (2013)
77. Ren Y et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **31** 1503 (2019)
78. Cocorullo G et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 3338 (1999)
79. Popovic A, Ph.D. Dissertation (Cambridge, MA: MIT, 2008)
80. Arbabi A, Goddard L O *Opt. Lett.* **38** 3878 (2013)
81. Boeck R et al. *Opt. Express* **18** 25151 (2010)
82. Bélanger-de Villers S, Hould D, Shi W, in *Optical Fiber Communication Conf. OFC, 2019* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2019) paper W2A.4
83. Weng S et al. *Photonics* **8** 214 (2021)
84. Zhang Z, Wang Y, Tsang H K *ACS Photon.* **8** 1251 (2021)
85. Земцов Д С и др. *Фотон-экспресс* (6) 110 (2023) <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2023-6190-110-111>
86. Земцов Д С и др. *Фотон-экспресс* (6) 173 (2021) <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2021-6-173-174>
87. Xie C et al. *Opt. Laser Technol.* **163** 109330 (2023)
88. Han Q, Ménard M, Shi W *IEEE Photon. Technol. Lett.* **32** 1411 (2020)
89. Shang K et al. *IEEE Photon. J.* **9** (5) 1 (2017)
90. Hibino Y *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **8** 1090 (2002)
91. Juhari N et al. *AIP Conf. Proc.* **2203** 020046 (2020)
92. Dong P *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **22** 6100609 (2016) <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2016.2575358>
93. Lycett R J et al. *IEEE Photon. J.* **5** 2400123 (2013) <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2013.2251874>
94. Wang Y, Calabretta N *Opt. Lett.* **47** 5268 (2022)
95. Wang Y et al. *J. Lightwave Technol.* **42** 1538 (2024)
96. Земцова А К и др. *Фотон-экспресс* (6) 96 (2023) <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2023-6190-96-97>
97. Дадашев М С и др. *Радиотехника и электроника* **68** 188 (2023); Dadashev M S et al. *J. Commun. Technol. Electron.* **68** 185 (2023)
98. Ghelfi P et al. *Nature* **507** 341 (2014)
99. Mehta N et al., in *2020 IEEE Symp. on VLSI Technology, Honolulu, HI, USA, 16–19 June 2020* (Piscataway, NJ: IEEE, 2020) p. 56
100. Shan W et al. *Opt. Express* **29** 3375 (2021)
101. Esman D J et al. *J. Lightwave Technol.* **33** 2256 (2015)
102. Ozaki J et al. *J. Lightwave Technol.* **41** 3290 (2023)
103. Wang C et al. *Nature* **562** 101 (2018)
104. Ruan Z et al. *Laser Photon. Rev.* **17** 2200327 (2023)
105. Reed G T et al. *Nature Photon.* **4** 518 (2010)
106. Soref R A, Bennett B *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 123 (1987)
107. Ayata M et al. *Science* **358** 630 (2017)
108. Земцов Д С и др. *Компьютерная оптика* **47** 224 (2023)
109. Zemtsov D S et al. *J. Lightwave Technol.* **41** 6310 (2023)
110. Amin R et al. *Optica* **7** 333 (2020)
111. Cocorullo G, Rendina I *Electron. Lett.* **28** 83 (1992)
112. Zhang Y et al. *Photon. Res.* **10** 1127 (2022)
113. Alam M S et al. *J. Lightwave Technol.* **39** 4270 (2021)
114. Burla M et al. *APL Photon.* **4** 056106 (2019)
115. Cox C H (III) *Analog Optical Links: Theory and Practice* (New York: Cambridge Univ. Press, 2004)
116. Zhang Q et al. *Opt. Lett.* **44** 23 5655 (2019)
117. Chrostowski L, Hochberg M *Silicon Photonics Design: From Devices to Systems* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2015)
118. Zimmermann L et al., in *5th IEEE Intern. Conf. on Group IV Photonics, 17–19 September 2008, Sorrento, Italy* (Piscataway, NJ: IEEE, 2008) p. 371, <https://doi.org/10.1109/GROUP4.2008.4638203>
119. McNab S J, Moll N, Vlasov Yu A *Opt. Express* **11** 2927 (2003)
120. Snyder B, O'Brien P, in *Optical Fiber Communication Conf. (OSA Technical Digest)* (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2012) paper OM2E.5, <https://doi.org/10.1364/OFC.2012.OM2E.5>
121. Galan J V et al., in *6th IEEE Intern. Conf. Group IV Photonics* (Piscataway, NJ: IEEE, 2009) p. 148, <https://doi.org/10.1109/GROUP4.2009.5338334>
122. Margalit N et al. *Appl. Phys. Lett.* **118** 220501 (2021)
123. Liang D, Bowers J E *Light Adv. Manuf.* **2** (1) 59 (2021)
124. Heck M J R et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **19** 6100117 (2013)
125. Porter C et al. *APL Photon.* **8** 080902 (2023)
126. Marinins A et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **29** 8200311 (2023)
127. Mack M et al., US Patent 8168939 (2012)
128. Snyder B, Corbett B, O'Brien P *J. Lightwave Technol.* **31** 3934 (2013)
129. Dehlinger G et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16** 2547 (2004)
130. Ahn D et al. *Opt. Express* **15** 3916 (2007)
131. Vivien L et al. *Opt. Express* **15** 9843 (2007)
132. Wang J, Lee S *Sensors* **11** 696 (2011)
133. Yuan Y et al. *J. Semiconductors* **43** 2 021301 (2022)
134. Li X et al. *Photon. Res.* **9** 494 (2021)
135. Chowdhury A et al., in *2022 Optical Fiber Communications Conf. and Exhibition, OFC* (Technical Digest Series) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2022) paper W3D.1, <https://doi.org/10.1364/OFC.2022.W3D.1>
136. Kang Y et al. *Nature Photon.* **3** 59 (2009)
137. Benedikovic D et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **28** 3802508 (2022)

Silicon integrated photonics

S.S. Kosolobov^(a), I.A. Pshenichnyuk^(b), K.R. Taziev^(c), A.K. Zemtsova^(d), D.S. Zemtsov^(e), A.S. Smirnov^(f), D.M. Zhigunov^(g), V.P. Drachev^(h)

Skolkovo Institute of Science and Technology, the territory of the Skolkovo Innovation Center, Bol'shoi bul'var 30, str. 1, 121205 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) s.kosolobov@skoltech.ru, ^(b) I.Pshenichnyuk@skoltech.ru, ^(c) Kamil.Taziev@skoltech.ru, ^(d) A.Zemtsova@skoltech.ru,

^(e) D.Zemtsov@skoltech.ru, ^(f) Al.Smirnov@skoltech.ru, ^(g) D.Zhigunov@skoltech.ru, ^(h) V.Drachev@skoltech.ru

Technologies of silicon integrated photonics are the basis for the fabrication of a class of devices, such as optical modulators, photodetectors, optical filters and switches, multiplexers and demultiplexers, and optical transceivers. In many respects, silicon integrated photonics competes with alternative platforms based on indium phosphide, silicon nitride and dioxide, and other platforms. Here we provide an overview of modern approaches used in silicon integrated photonic technologies, describe the components of photonic integrated circuits and devices developed on their basis, and make a comparison with alternative technology platforms.

Keywords: silicon, integrated photonics, nanophotonics, silicon-on-insulator, photonic integrated circuits

PACS numbers: **42.82. – m**, 42.82.Et, 84.40.Lj

Bibliography — 137 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (11) 1223–1239 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.09.039762>

Received 15 April 2024, revised 12 September 2024

Physics – Uspekhi **67** (11) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.09.039762>