

09

Исследование влияния маломодовой структуры поля на параметры Y -делителей фотонной интегральной схемы

© П.В. Волков¹, О.С. Вязанкин¹, А.И. Бобров², А.В. Нежданов², Д.А. Семиков¹,
К.В. Сидоренко²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

E-mail: volkov@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 21 января 2025 г.

В окончательной редакции 2 июля 2025 г.

Принято к публикации 4 июля 2025 г.

Рассмотрено влияние маломодового режима работы кремниевых интегральных волноводов на параметры Y -делителей с гребенчатой геометрией, созданных на платформе кремний на изоляторе. Показано, что возникающая при заращивании оксидом кремния канального кремниевого волновода общепринятых размеров 500×220 nm мода TE_{10} приводит к резкому изменению параметров Y -делителей, причем коэффициент деления начинает зависеть от взаимного расположения оптического волокна, подводящего излучение к фотонной интегральной схеме, и узла ввода излучения.

Ключевые слова: фотонная интегральная схема, кремний на изоляторе, гребенчатые волноводы, канальные волноводы, интегральные делители.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.19.61145.20261

Фотонные интегральные схемы (ФИС) активно развиваются в последнее время [1]. Интерес к ним обусловлен возможностью создания разветвленных оптических схем и активных устройств на их основе. При этом особый интерес представляет кремниевая фотоника, а именно ФИС, создаваемые на платформе кремний на изоляторе (КНИ), что обусловлено возможностью их изготовления в рамках стандартных технологических процессов кремниевой электроники.

В настоящий момент, как правило, используются кремниевые волноводы двух геометрий: прямоугольный (полного травления) и гребенчатый, в котором верхний слой кремния протравливается на небольшую глубину (60–80 nm), в результате чего формируется гребень, локализирующий излучение и формирующий волноведущий канал под собой. Основным достоинством канальных волноводов полного травления является высокая локализация моды, вызванная высоким оптическим контрастом между материалом волновода (показатель преломления кремния на длине волны $1.55 \mu\text{m}$ равен 3.44) и материалом подложки (показатель преломления SiO_2 равен 1.44), что позволяет изгибать волноводы с радиусами изгиба в единицы микрометров. Гребенчатая геометрия более сложная с точки зрения изготовления, поскольку для нее необходима дополнительная литография с высокими требованиями к точности совмещения между слоями, обладает рядом преимуществ. В первую очередь гребенчатые волноводы имеют заметно меньшие потери на распространение, что связано с меньшей площадью боковой стенки и, как следствие, меньшим рассеянием распространяющейся волны [2]. Другим достоинством гребенчатой геометрии является заметно меньшая чув-

ствительность параметров разветвителей к технологическому разбросу латеральных размеров [3]. Поэтому оптимальным с точки зрения миниатюризации размеров, минимизации потерь и воспроизводимости параметров является гибридный подход, когда для длинных линейных участков и делителей используется гребенчатая геометрия, а для поворотов — канальная с установкой преобразователей.

Стандартным размером кремниевого волновода полного травления на КНИ является 500×220 nm [4]. Такой размер обеспечивает одномодовый режим распространения излучения и при этом может быть изготовлен в рамках технологических процессов с достаточно мягкими нормами (например, в рамках недорогого и доступного процесса с технологическими нормами 350 nm). Однако при заращивании такого волновода оксидом кремния, что зачастую требуется для изоляции управляющих слоев ФИС, помимо основной моды TE_{00} начинает распространяться также мода TE_{10} , приводящая к паразитным эффектам.

Одними из ключевых элементов ФИС являются делители излучения, поскольку именно они формируют топологию схемы. При этом отклонение параметров делителей от расчетных значений может критическим образом влиять на работу всей ФИС. Можно выделить три основные схемы [5]: направленный ответвитель, делитель на многомодовом интерферометре и Y -делитель. Первые два типа позволяют получить произвольный коэффициент деления, в то время как Y -делитель используется при равномерном разветвлении, в частности, для построения интерферометров на ФИС. В работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния моды

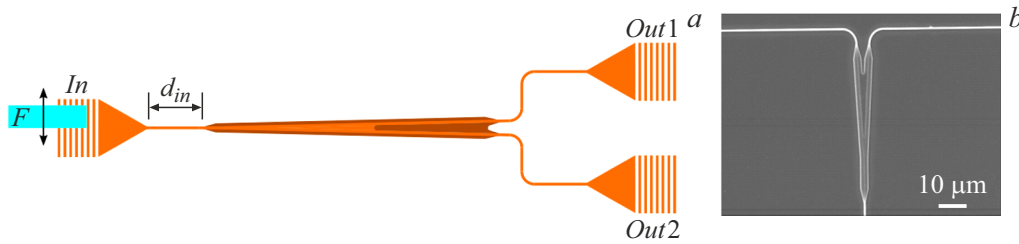


Рис. 1. *a* — схема Y -делителя. F — оптоволокно, In — вход делителя, $Out1, 2$ — выходы делителя, d_{in} — длина входного волновода. *b* — электронная микрофотография образца.

TE_{10} на параметры гребенчатого Y -делителя с подводящими волноводами полного травления. Использование многомодового режима Si-волноводов рассматривалось ранее (например, в работе [6]), однако паразитные эффекты влияния межмодового взаимодействия в делителях на гребенчатых волноводах не рассматривались.

Геометрия исследованного в моделировании делителя, созданного с использованием гребенчатых волноводов, представлена на рис. 1. На рис. 1, *a* приведена полная схема делителя с входным и выходными дифракционными решетками, а на рис. 1, *b* — изображение изготовленного образца, полученное с помощью электронного микроскопа. Высота гребня составляла 70 nm, ширина гребня — 500 nm, ширина пьедестала — 500 nm в каждую сторону от гребня, угол расхождения волноводов 4° . Излучение к Y -делителю подводилось с помощью канальных волноводов полного травления с шириной 500 nm и высотой 220 nm, при этом на входе и выходах из делителя формировались согласующие тейперы. Все окружающее пространство было заполнено оксидом кремния.

Моделирование проводилось в пакете ANSYS Lumerical. Все расчеты проводились на длине волны 1550 nm. Использовалась сетка с переменным шагом, имеющая меньший шаг (около $\lambda/50$) в области волноводов и границ и больший шаг (около $\lambda/20$) в области свободного пространства (λ — длина волны света в волноводе). Решались две задачи: 1) получение зависимости относительных коэффициентов возбуждения мод TE_{00} , TE_{10} и TM_{00} от положения оптического волокна (F на рис. 1) относительно входной решетки (рис. 2); 2) получение зависимости коэффициента деления рассматриваемого Y -делителя от сдвига фаз и соотношения амплитуд мод TE_{00} и TE_{10} (рис. 3).

Падающее на решетку излучение имело гауссов профиль и линейную поляризацию, причем направление колебания вектора электрического поля совпадало с направлением штрихов решетки. Из рис. 2 видно, что соотношение мощностей мод TE_{00} и TE_{10} сильно изменяется при смещении возбуждающего источника от центра решетки. При этом сдвиг фазы между модами TE_{00} и TE_{10} на входе в делитель будет определяться длиной подводящего волновода d_{in} (рис. 1) в силу разных констант распространения данных мод. Также из

рис. 2 видно, что коэффициент возбуждения моды TM_{00} равен нулю при любом положении оптического волокна, что является следствием ортогональности поляризации мод TE и TM и позволяет исключить ее из расчета.

Для нахождения расчетной зависимости коэффициента деления от соотношения амплитуд и фаз мод на входе в делитель устанавливался модовый источник, позволяющий задавать произвольное соотношение амплитуд и фаз возбуждаемых мод; возбуждались две моды: TE_{00} и TE_{10} .

На рис. 3 приведена серия графиков, демонстрирующих зависимость деления мощности на выходе Y -делителя от разности фаз между модами TE_{00} и TE_{10} при различных соотношениях их мощностей. Для удобства введем два параметра: γ и φ ($\gamma = P_{TE_{10}}/P_{TE_{00}}$, где $P_{TE_{00}}$ — мощность моды TE_{00} , $P_{TE_{10}}$ — мощность моды TE_{10} , а φ — сдвиг фазы на входе в делитель между этими модами). Введем также коэффициенты прохождения

$$T_{11} = P_{out1}/P_{in}, \quad T_{12} = P_{out2}/P_{in},$$

где P_{in} — полная оптическая мощность на входе делителя, $P_{out1,2}$ — полная мощность на выходах 1 и 2 соответственно.

Из рис. 3 видно, что сдвиг фазы между модами сильно меняет коэффициент деления, а отношение амплитуд задает контраст неравномерности деления. Данный эффект возникает в силу антисимметричного характера поперечного фазового профиля моды TE_{10} , что и приводит к формированию несимметричного распределения поля на входе в Y -делитель в зависимости от соотношения амплитуд и фаз рассматриваемых мод.

Для экспериментальной проверки данного факта был изготовлен Y -делитель данной геометрии (рис. 1, *b*). Свет из оптического волокна заводился в интегральную схему с помощью дифракционной решетки и адиабатического тейпера длиной $200 \mu m$ [7]. Смещением оптического волокна поперек решетки можно было управлять за счет соотношения амплитуд TE_{00} и TE_{10} : при ориентации оптического волокна по центру решетки основная мощность запитывалась в моду TE_{00} , в то время как смещение волокна вдоль штрихов решетки (т.е. поперек оси волновода) приводило к возникновению несимметричного относительно оси волновода распре-

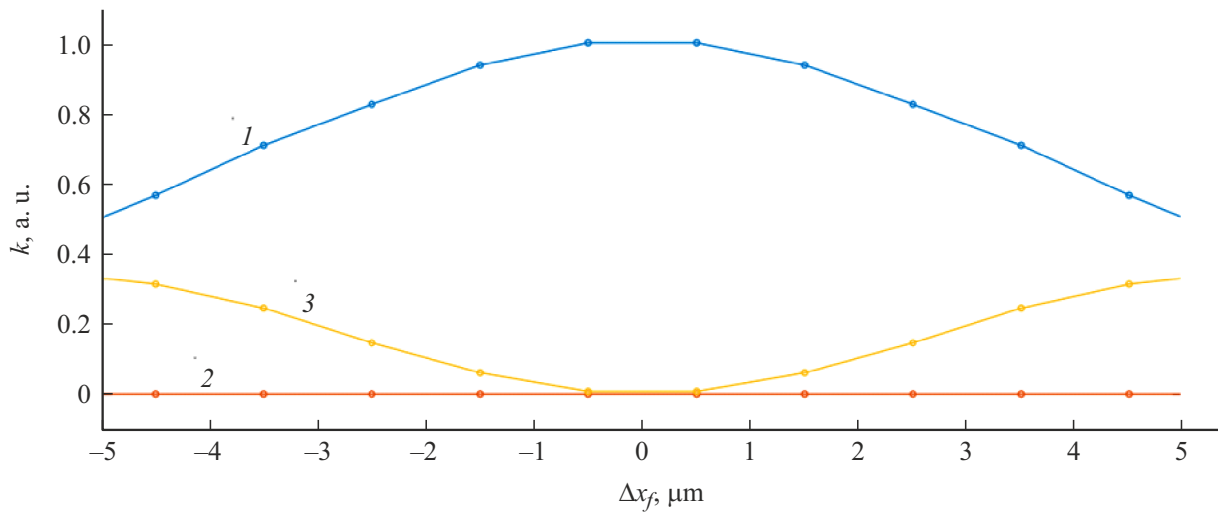


Рис. 2. Зависимость коэффициентов возбуждения мод от положения источника относительно входной дифракционной решетки. 1 — TE_{00} , 2 — TM_{00} , 3 — TE_{10} .

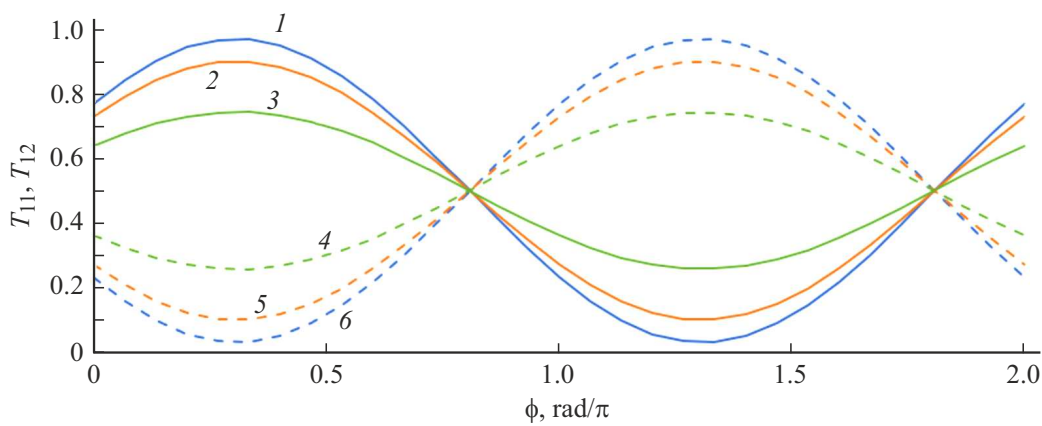


Рис. 3. Зависимость коэффициентов прохождения оптической мощности в гребенчатом Y -делителе от разности фаз TE_{00} и TE_{10} при различных соотношениях их амплитуд. 1 — T_{11} , $\gamma = 1$; 2 — T_{11} , $\gamma = 0.5$; 3 — T_{11} , $\gamma = 0.25$; 4 — T_{12} , $\gamma = 0.25$; 5 — T_{12} , $\gamma = 0.5$; 6 — T_{12} , $\gamma = 1$.

деления электрического поля, что вело к возбуждению моды TE_{10} .

Измерения интенсивности на выходах делителя проводились при помощи ИК-камеры, позволяющей получать изображение выходного пучка с обоих выходов делителя одновременно. Волокно перемещалось с помощью прецизионной ручной подвижки Luminos с шагом $0.3 \mu\text{m}$. Диапазон перемещения волокна Δx_f составлял $10 \mu\text{m}$. Далее полученное изображение обрабатывалось и оценивалось соотношение интенсивностей обоих пучков. Вычислялись коэффициенты

$$k_{11} = I_1 / (I_1 + I_2), \quad k_{12} = I_2 / (I_1 + I_2),$$

где $I_{1,2}$ — измеренные интенсивности пучков на выходах 1 и 2 соответственно (в относительных единицах). Результат измерений приведен на рис. 4.

Из рис. 4 хорошо видно, что равномерное деление осуществляется при положении оптического волокна

вблизи центра решетки, т.е. на оси волновода, при этом смещение волокна от оси волновода приводит к большой разнице в распределении мощности оптического излучения на выходах делителя.

Таким образом, в работе теоретически и экспериментально продемонстрировано влияние нарушения одномодового режима, возникающее в кремниевых волноводах общепринятых размеров $500 \times 220 \text{ nm}$ при заращивании их оксидом кремния, на работу Y -делителя гребенчатой геометрии. Показано, что возбуждение моды TE_{10} сильно меняет параметры работы элемента. При этом для обеспечения одномодового режима в заращенном оксидом кремниевом волноводе высотой 220 nm его ширину необходимо уменьшать, что резко повышает требования к технологическим нормам при его производстве. Для минимизации данного эффекта можно

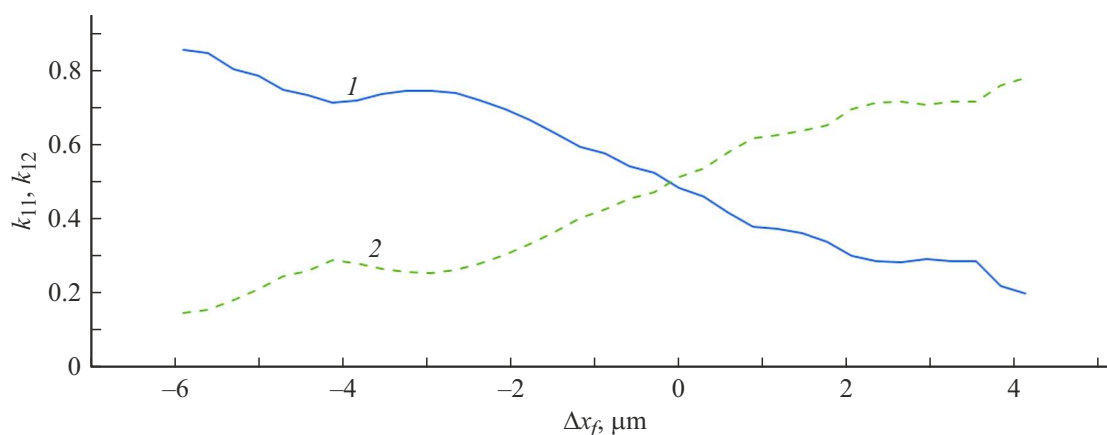


Рис. 4. Зависимость коэффициентов деления Y-делителя от положения источника относительно входной дифракционной решетки. 1 — k_{11} , 2 — k_{12} .

использовать модовые фильтры, представляющие собой в простейшем случае S-образный отрезок волновода.

Финансирование работы

В части математического моделирования работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSWR-2022-0007). Экспериментальная часть исследования выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (направление № 1 „Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023–2025“).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Pai, Z. Sun, T.W. Hughes, T. Park, B. Bartlett, I.A.D. Williamson, M. Minkov, M. Milanizadeh, N. Abebe, F. Morichetti, A. Melloni, S. Fan, O. Solgaard, D.A.B. Miller, *Science*, **380** (6643), 398 (2023). DOI: 10.1126/science.ade84
- [2] D. Melati, A. Melloni, F. Morichetti, *Adv. Opt. Photon.*, **6** (2), 156 (2014). DOI: 10.1364/AOP.6.000156
- [3] X. Liu, Y. Zhao, Z. Sheng, F. Gan, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **36** (10), 637 (2024). DOI: 10.1109/LPT.2024.3381826
- [4] S.K. Selvaraja, P. Sethi, *Review on optical waveguides* (InTech, 2018). DOI: 10.5772/intechopen.77150
- [5] L. Zheng, Y. Chen, Z. Xue, J. Huang, M. Zhu, L. Wang, *Optoelectron. Lett.*, **20**, 577 (2024). DOI: 10.1007/s11801-024-3258-3
- [6] C. Li, D. Liu, D. Dai, *Nanophotonics*, **8** (2), 227 (2019). DOI: 10.1515/nanoph-2018-0161
- [7] R. Marchetti, C. Lacava, L. Carroll, K. Gradkowski, P. Minzioni, *Photon. Res.*, **7**, 201 (2019). DOI: 10.1364/PRJ.7.000201