

DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-03-124-134

УДК 535.015

Способ достижения магнито-индуцированной невзаимности в резонансных кремниевых волноводах при нарушении их зеркальной симметрии

Никита Геннадьевич Юхтанов¹✉, Михаил Валерьевич Рыбин²^{1, 2}Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия¹Харбинский инженерный университет, Харбин, Китай²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия¹nikita.yuhtanov@metalab.ifmo.ru <https://orcid.org/0000-0003-4071-9047>²m.rybin@metalab.ifmo.ru <https://orcid.org/0000-0001-5097-4290>

Аннотация

Предмет исследования. Невзаимные элементы для сдвига фазы на чипе на основе резонансных кремниевых волноводов с приложенным магнитным полем перпендикулярно плоскости чипа. **Цель работы.** Разработка способа достижения магнито-индуцируемой невзаимности в резонансных кремниевых волноводах за счет некомпенсированного в объеме интегрального поперечного вращения электрических полей посредством нарушения зеркальной симметрии волноводов и приложенного внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта. **Метод.** Нарушая зеркальную симметрию волноводов, наблюдается эффект поперечного вращения электрических полей рабочих мод. В дальнейшем, прикладывая магнитное поле в геометрии Фойгта, накапливается невзаимная фаза при распространении оптического излучения через волновод, которая рассчитывается с использованием стационарной теории возмущений. **Основные результаты.** В работе предложены три дизайна кремниевых волноводов с нарушенной зеркальной симметрией с целью создания компактных магнито-индуцируемых элементов для сдвига фазы, интегрированных на чип. В результате моделирования собственных мод волноводов в программе COMSOL Multiphysics получены эффективные показатели интегрального поперечного вращения электрических полей в одну сторону в кремниевых волноводах, которые позволяют сворачивать волноводы в змеевидную форму на чипе с площадью менее 1 мм² по оценкам авторов. **Практическая значимость.** Такие наноструктуры основаны на коммерчески доступных пластинах «кремний на изоляторе» со стандартной высотой 220 нм. Змеевидное сгибание изучаемых волноводов позволяет использовать их в качестве невзаимных элементов для сдвига фазы. Ожидается простая интеграция предлагаемых элементов в оптоэлектронные схемы благодаря совместимости со стандартной электронной технологией «комплементарная структура металл–оксид–полупроводник». Более того, предлагаемая технология предполагает использование недорогих неодимовых магнитов для создания внешнего магнитного поля, что позволяет достичь невысокой стоимости устройств.

Ключевые слова: резонансные волноводы, фотонные интегральные схемы, магнито-индуцированная невзаимность, элемент для сдвига фазы, фотонный кристалл

Благодарность: работа поддержана Российским научным фондом, проект № 21-19-00677.

Авторы выражают благодарность Александру Юрьевичу Петрову за плодотворные дискуссии по теме текущей работы.

Ссылка для цитирования: Юхтанов Н.Г., Рыбин М.В. Способ достижения магнето-индуцированной невязимности в резонансных кремниевых волноводах при нарушении их зеркальной симметрии // Оптический журнал. 2024. Т. 91. № 3. С. 124–134. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-03-124-134>

Код OCIS: 230.0230

Method for achieving magneto-induced non-reciprocity in resonant silicon waveguides when their mirror symmetry is violated

НИКИТА Г. ИУХТАНОВ¹✉, МИХАИЛ В. РЫБИН²

^{1, 2}ITMO University, St. Petersburg, Russia

¹Harbin Engineering University, Harbin, China

²Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

¹nikita.yuhtanov@metalab.ifmo.ru <https://orcid.org/0000-0003-4071-9047>

²m.rybin@metalab.ifmo.ru <https://orcid.org/0000-0001-5097-4290>

Abstract

Subject of study. Non-reciprocal phase shifters on a chip based on resonant silicon waveguides with an applied magnetic field perpendicular to the chip plane. **Aim of study.** Developing a method for achieving magneto-induced non-reciprocity in resonant silicon waveguides due to uncompensated integral transverse rotation of electric fields in volume by violating the mirror symmetry of waveguides and an applied external magnetic field in Voigt geometry. **Method.** Breaking the mirror symmetry of the waveguides, the effect of transverse rotation of the electric fields of the operating modes is observed. By applying a magnetic field in the Voigt geometry, a non-reciprocal phase accumulates when light propagates through the waveguide, which is calculated using stationary perturbation theory. **Main results.** Three designs of silicon waveguides have been proposed with broken mirror symmetry to create compact magneto-induced phase shift elements integrated on a chip. As a result of waveguide eigenfrequencies modeling in COMSOL Multiphysics, effective indicators of the integral transverse rotation of electric fields in one direction in silicon waveguides are obtained, which allows us to fold waveguides into a serpentine shape on a chip with an area of less than 1 mm² according to the estimations of authors. **Practical significance.** Such nanostructures are based on commercially available silicon-on-insulator wafers with a standard thickness of 220 nm. The serpentine bending of the waveguides under study allows them to be used as on-chip non-reciprocal phase shifters. The proposed phase shifters are expected to be easily integrated into optoelectronic circuits due to compatibility with the standard complementary metal–oxide–semiconductor electronic technology. Moreover, the proposed technology is expected to be cheap due to the low price of neodymium magnets, which are used to create a stationary external magnetic field.

Keywords: resonant waveguide, photonic integrated circuit, magneto-induced non-reciprocity, phase shifter, photonic crystal

Acknowledgment: this work was supported by the Russian Science Foundation, project № 21-19-00677.

Authors are thankful to Alexander Yu. Petrov for fruitful discussions.

For citation: Iukhtanov N.G., Rybin M.V. Method for achieving magneto-induced non-reciprocity in resonant silicon waveguides when their mirror symmetry is violated [in Russian] // Optichesii Zhurnal. 2024. V. 91. № 3. P. 124–134. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-03-124-134>

OCIS code: 230.0230

ВВЕДЕНИЕ

Кремний является отличным волноводным материалом с малыми потерями, так как имеет окно прозрачности в достаточно широкой окрестности телекоммуникационной длины волны. Кроме того, высокий контраст между кремнием и подложкой приводит к сильно замкнутым модам волновода в области кремния, что позволяет создавать компактные фотонные интегральные схемы, включая лазеры, модуляторы [1] и фотодетекторы [1, 2].

Разработка интегрированных на чип оптических изоляторов на основе платформы «кремний на изоляторе» является перспективной задачей для развития высокоскоростных схем интегральной фотоники [3]. Схема оптического изолятора часто включает в себя невзаимные элементы для сдвига фазы (ЭСФ). Для реализации подобных невзаимных устройств на чипе используют магнитооптические (МО), электрооптические, нелинейные и акустооптические эффекты. В подходе с МО эффектами используются материалы с высоким показателем вращения Фарадея, а именно пленки на основе железо-иттриевого граната [4, 5]. Это позволяет интегрировать устройство на чип с площадью интеграции менее 1 мм^2 [5]. Несовпадение между физическими свойствами железо-иттриевых гранатов и полупроводников типа A_3B_5 вызывает трудности при эпитаксиальном росте таких структур, так как МО гранат не был выращен на полупроводниках с достаточно хорошей кристаллическостью, и ожидаемые высокие показатели эффекта еще не были продемонстрированы [6, 7]. Благодаря временной модуляции эффективного показателя преломления в подходе с электрооптическими эффектами обеспечиваются различные значения коэффициента пропускания при распространении оптического излучения в прямом и обратном направлениях [8]. Невзаимная передача импульсов наблюдается в схемах с нелинейными эффектами, например эффект Керра [9]. Также для достижения невзаимности используется прямая акустооптическая модуляция в кремниевых волноводах с использованием поверхностных акустических волн [10]. Также работы с использованием кремния для достижения невзаимности были опубликованы в статье [11], в частности, с использованием геометрии Фарадея [12], где остаточная анизотропия

в кремнии не позволила достичь ожидаемых результатов. Все перечисленные выше подходы обладают существенными недостатками с технологической точки зрения. Использование электрооптического эффекта требует источники питания и, следовательно, постоянное потребление энергии. Подходы, которые используют нелинейные эффекты, страдают от значительного шума обратно отраженного сигнала и требуют высоких мощностей для достижения эффекта [9]. Акустическая модуляция, как и в случае электрооптического эффекта, подразумевает наличие постоянного потребления энергии от источника питания. Также акустооптические невзаимные устройства остаются достаточно громоздкими [10], поэтому для их успешной интеграции необходима дальнейшая оптимизация. Помимо сложности интеграции гранатовых пленок с полупроводниками типа A_3B_5 в подходах, основанных на МО эффектах, часто нужно создавать магнитные поля в масштабах невзаимных элементов, интегрированных на чип, что усложняет технологию изготовления подобных устройств.

В итоге, технологически простое решение для создания интегрированного на чип оптического изолятора в кремниевой фотонике еще не было предложено.

Поэтому цель работы — разработать способ достижения магнито-индуцируемой невзаимности в резонансных кремниевых волноводах за счет некомпенсированного в объеме интегрального поперечного вращения электрических полей посредством нарушения зеркальной симметрии волноводов и приложенного внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта. Главное достоинство предлагаемого подхода достижения невзаимности заключается в том, что магнито-индуцируемые ЭСФ расположены в удобной для реализации на чипе геометрии Фойгта, которая показала свою эффективность в плазмонике [13], включая достижение эффекта невзаимности [14]. В подобном подходе ожидаются компактная геометрия ЭСФ с площадью интеграции элемента менее 1 мм^2 , сравнительно простая технология, основанная на коммерческих пластинах «кремний на изоляторе», и экономичность технологии из-за использования коммерчески доступных стационарных магнитов. В дальнейшем такой компактный ЭСФ можно использовать в оптоэлектронных схемах, в том числе в схемах для оптической изоляции.

ОПТИМИЗАЦИЯ ГЕОМЕТРИИ ВОЛНОВОДА БЕЗ НАРУШЕННОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

В процессе работы рассмотрены три дизайна элементарной ячейки периодического кремниевого волновода. За счет приложенного перпендикулярно волновому вектору магнитного поля (в геометрии Фойгта) и благодаря нарушению зеркальной симметрии в продольной плоскости волноводов накапливается не-взаимная удельная фаза $\Delta\beta$ (разница между удельной фазой при распространении в одну сторону с присутствующим магнитным полем и без него), что схематично демонстрирует рис. 1.

Дизайн кремниевого периодического волновода с ненарушенной зеркальной симметрией и в связи с этим невозмущенными модами с видом периодической ячейки в воздухе и геометрическими размерами представлен на рис. 2а. С целью использования в дальнейшем геометрии Фойгта для достижения не-взаимности изучаемого эффекта были выбраны по-

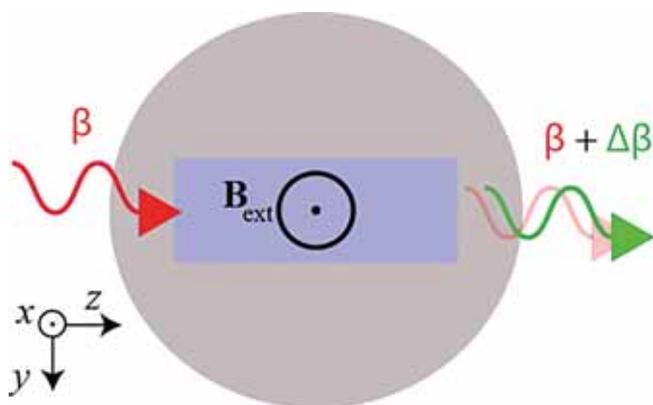


Рис. 1. Схема не-взаимного ЭСФ в геометрии Фойгта. Серая область — магнит, синяя область — кремниевый волновод, β — изначальная удельная фаза электромагнитной волны, $\Delta\beta$ — дополнительный сдвиг фазы, связанный с МО эффектом. Внешнее магнитное поле с магнитной индукцией \mathbf{B}_{ext} приложено перпендикулярно волноводу вдоль оси x

Fig. 1. Scheme of a non-reciprocal element for phase shift in Voigt geometry. The gray area indicates a magnet, the silicon waveguide is indicated in blue, β is the initial phase per unit length of the electromagnetic wave, $\Delta\beta$ is an additional phase shift per unit length associated with the magneto-optical effect. The external magnetic field \mathbf{B}_{ext} is applied perpendicular to the waveguide along the x axis

перечные электрические моды (ТЕ моды) с пересечением вблизи границы зоны Бриллюэна π/a , где a — период структуры на дисперсионном соотношении (рис. 2б). В случае использования геометрии Фойгта подходят именно ТЕ моды, так как требуется вращение в плоскости yz , поэтому компонента поля E_x нежелательна в такой конфигурации, что исключает использование поперечных магнитных (ТМ) мод.

Численное моделирование волноводов в текущей работе проводилось в программе COMSOL Multiphysics методом конечных элементов с использованием решателя на собственные значения. Показатели преломления кремния $n_{\text{Si}} = 3,5$ и воздуха $n_{\text{air}} = 1$ были заданы без учета потерь и дисперсии в диапазоне телекоммуникационного диапазона частот. Данные приближения могут считаться релевантными, так как кремний имеет окно прозрачности в данном диапазоне частот. Постоянное значение показателя преломления кремния 3,5 используется для упрощения вычислений и только незначительно влияет на сдвиг дисперсионных кривых собственных мод по частоте в отличие от действительных значений при учете частотной дисперсии кремния. Периодические условия задавались с помощью граничных условий типа Флоке. Определялись собственные моды описанных в работе периодических кремниевых волноводов. Максимальный размер конечного элемента сетки не превышал $\lambda_{\text{min}}/10n$, где n — показатель преломления области геометрии, $\lambda_{\text{min}} = 955$ нм — минимальная длина волны рассчитываемых собственных мод.

Рассматриваемая геометрия была получена путем оптимизации бесконечного прямоугольного кремниевого волновода с параметрами $220 \times 500 \times 450$ нм в программе COMSOL Multiphysics по параметрам s и m (рис. 2а) для достижения пространственного перекрытия компонент электрического поля E_y и E_z между выбранными поперечными ТЕ модами. Удаление материала волновода объемом $h \times (w - s) \times m$ (см. рис. 2а) связано с желанием авторов локализовать электрическое поле рабочих мод в центре продольного крыла, в частности компонент полей E_{1y} и E_{2z} (см. поля рабочих мод на рис. 3). Целью оптимизации была максимизация пространственного перекрытия полей мод по компонентам E_{1y} и E_{2z}

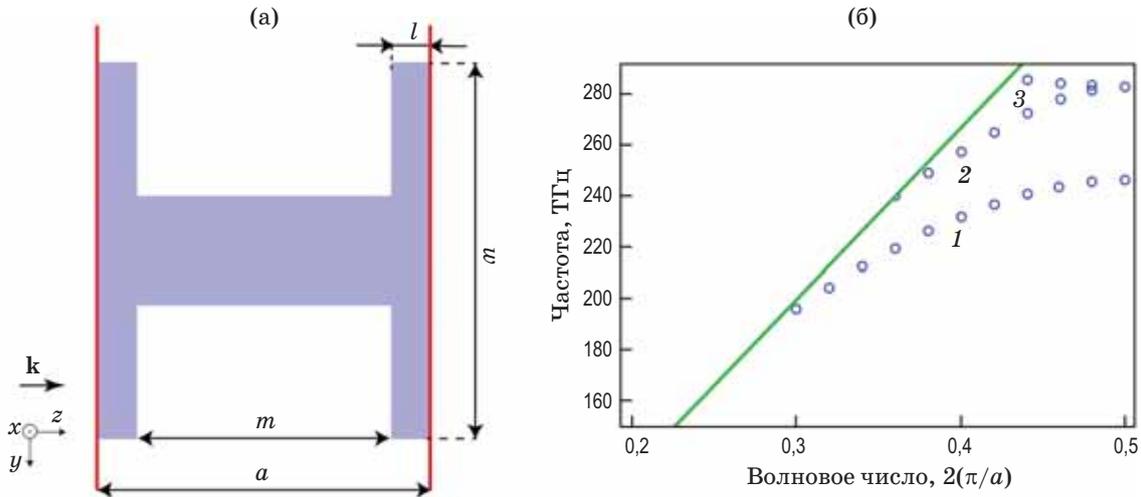


Рис. 2. Вид элементарной ячейки волновода в плоскости yz без приложенного внешнего магнитного поля (а), где $a = 450$ нм — период структуры, $w = 500$ нм — ширина волноводной структуры, $h = 220$ нм — высота волновода по оси x (стандартная толщина кремниевой пластины), $l = 50$ нм — половина ширины поперечного крыла ($m = a - 2l$) и $s = 140$ нм — ширина продольного крыла. Направление волнового вектора электромагнитного излучения \mathbf{k} направлено вдоль оси z . Красные линии — периодические границы, синяя область — кремний. Дисперсионное соотношение (б) бесконечного волновода с элементарной ячейкой (а), где отмечены рабочие моды: фундаментальная ТЕ мода (1) (dielectric band), следующая по частоте ТЕ мода (2), фундаментальная ТЕ мода (3) (air band). Поля мод (2) и (3) представлены на рис. 3. Зеленой линией отмечен световой конус

Fig. 2. The view of (a) waveguide unit cell in the plane yz without an external magnetic field applied, where $a = 450$ nm is the period of the structure, $w = 500$ nm is the width of the waveguide structure, $h = 220$ nm is the thickness of the waveguide along the axis x (standard silicon wafer thickness), $l = 50$ nm is half the width of the transverse wing ($m = a - 2l$), and $s = 140$ nm is the width of the longitudinal wing. The direction of the electromagnetic radiation wave vector \mathbf{k} is directed along the z axis. The red lines are periodic boundaries, the blue area is silicon. The dispersion relation (б) for an infinite waveguide with an elementary cell (а), where the operating modes are marked: fundamental TE mode (1) (dielectric band), the next ordered TE mode (2), fundamental TE mode (3) (air band). The fields for (2) and (3) are shown in Fig. 3. The light line is marked with a green line

по объему центрального крыла $h \times s \times a$ (см. геометрию на рис. 2а и поля рабочих мод на рис. 3). Для этой цели в программе COMSOL Multiphysics был выбран метод оптимизации Монте-Карло [15]. Он позволяет случайно выбирать точки из заданного диапазона параметров. Этот метод менее выгоден с точки зрения скорости вычислений, однако он не нацелен на локальный экстремум целевой функции. Поэтому рассчитывается очень широкий диапазон параметров, чтобы максимизировать целевую функцию.

Локальное распределение электрических полей по центральному срезу (половина высоты волновода h по оси x) элементарной ячейки волновода для обеих мод представлено на рис. 3.

Если рассмотреть идеальный случай, где все поле первой моды находится в центре

структуры и имеет только составляющую E_y , а все поле второй моды находится в центре структуры и имеет только составляющую E_z , то при правильном нарушении пространственной симметрии (см. пояснение в тексте ниже) моды начнут взаимодействовать. Вблизи точки взаимодействия на дисперсионной кривой (точка пересечения невозмущенных мод на фотонной зонной структуре) будут наблюдаться циркулярные поляризации по часовой стрелке на одной из дисперсионных ветвей и против часовой стрелки — на другой в случае идеального перекрытия компонент E_{1y} и E_{2z} по объему центрального крыла $h \times s \times a$ (см. геометрию на рис. 2а и поля рабочих мод на рис. 3). Как видно из распределения полей на рис. 3, рассматриваемый случай далек от идеального, так как компонента E_{1y} имеет ненулевые составляющие в углах продольного

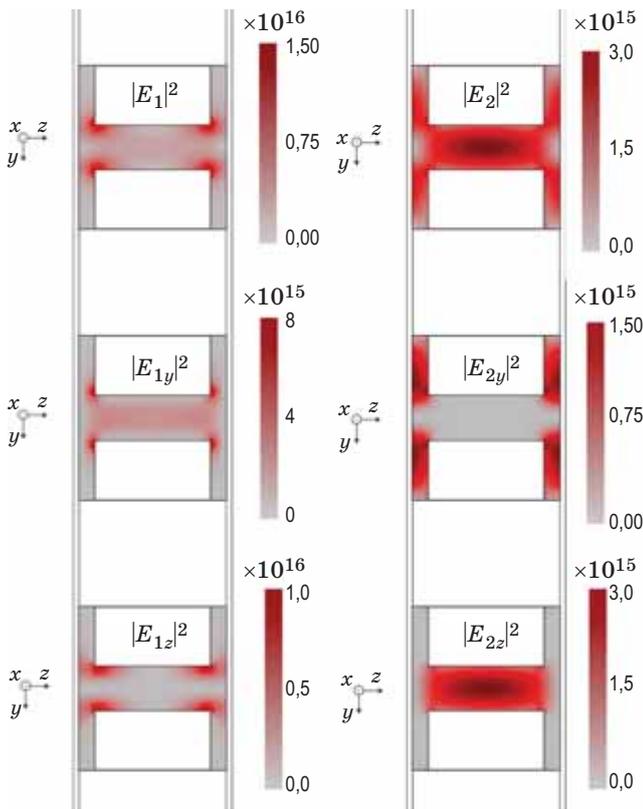


Рис. 3. Распределения электрических полей в элементарной ячейке волновода с геометрическими параметрами, приведенными на рис. 2а для рабочих мод (2) и (3) на рис. 2б (обозначения: E_1 для моды *air band* (3) и E_2 для моды (2)). Компоненты обеих мод $E_x = 0$. Цветная область — кремний, белая — воздух

Fig. 3. The electric fields distributions in the unit cell of the waveguide with the geometric parameters shown in Fig. 2a for working modes (2) and (3) in Fig. 2b (designations: E_1 for air band mode (3) and E_2 for mode (2)). The E_x -components are zero for both modes. The colored area is silicon, the white area is air

крыла Н-ячейки (вид элементарной ячейки волновода на рис. 2), а компоненты $E_{1z} \neq 0$, $E_{2y} \neq 0$ и имеют разное пространственное распределение. Таким образом, близкого к идеальному случаю — 100%-ой циркулярной поляризации в одну сторону, в такой конфигурации не получить.

В зеркально симметричной структуре не добиться интегрального вращения электрических полей в одну сторону, и картина распределения локального вращения полей \mathbf{E} будет схожей с распределением в обычном прямоугольном кремниевом волноводе [16], т.е. направ-

ление вращения в верхнем полупространстве области кремния относительно центральной плоскости $x = 0$ будет противоположно вращению в нижнем полупространстве его области. Таким образом, для наблюдения эффекта ненулевого интегрального вращения в одну сторону за счет взаимодействия мод вблизи точки их пересечения на дисперсионном соотношении требуется нарушение зеркальной симметрии волновода. В этом случае вращение электрических полей в верхнем и нижнем полупространствах кремния не будет скомпенсировано в объеме кремния. Это будет означать, что интегрально по объему волновода эффект поперечного вращения электрических полей будет не нулевым (в отличие от однородного прямоугольного волновода [16]).

МЕТОД РАСЧЕТА ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПОПЕРЕЧНОГО ВРАЩЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Для расчета в исследуемом эффекте невзаимной фазы в волноводе использовалось приложенное внешнее магнитное поле перпендикулярно волноводу (вдоль оси x). В результате этого тензор диэлектрической проницаемости можно записать следующим образом:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_0 + \Delta\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i\Delta\varepsilon \\ 0 & i\Delta\varepsilon & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где связь между $\Delta\varepsilon$ и постоянной Верде в кремнии V_{Si} выражается, как $\Delta\varepsilon = V_{Si}n\lambda B/180^\circ$, $\varepsilon_0 = n^2$ (с учетом магнитной проницаемости $\mu = 1$), λ — длина волны, магнитная индукция приложенного магнитного поля $B = 1$ Тл и постоянная Верде кремния $V_{Si} = 15^\circ \text{ см}^{-1}\text{Тл}^{-1}$ [17].

Решая волновое уравнение и используя стационарную теорию возмущений [18], получаем частотный сдвиг j -ой моды при приложенном внешнем магнитном поле в отличие от распространения моды без магнитного поля

$$\Delta\omega_j = \frac{\omega_j}{4} \frac{\int \mathbf{E}_j^* \cdot \Delta\hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}_j d\mathbf{r}}{\int W_{em} d\mathbf{r}}, \quad (2)$$

где $W_{em} = \mathbf{E}_j^* \cdot \varepsilon \cdot \mathbf{E}_j / 4$ — усредненная по времени электромагнитная энергия j -ой моды,

ω_j — собственная частота j -ой моды, $d\mathbf{r}$ — интегрирование по объему элементарной ячейки волновода.

Отсюда удельная накапливаемая фаза выражается как

$$\Delta\beta = \frac{\omega_j}{4} \frac{\int \mathbf{E}_j^* \cdot \Delta\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{E}_j d\mathbf{r}}{\int \mathbf{z} (\mathbf{E}_j \times \mathbf{H}_j^*) d\mathbf{r}}, \quad (3)$$

где \mathbf{z} — единичный вектор вдоль оси z , \mathbf{H}_j — индукция магнитного поля j -ой моды.

Тогда эффективное магнито-индуцированное вращение записывается в виде

$$R_{\text{eff}} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\int \Delta\epsilon R_{\text{loc}} d\mathbf{r}}{\int W_{\text{em}} d\mathbf{r}}, \quad (4)$$

где локальное вращение $R_{\text{loc}} = E_y' E_z'' - E_z' E_y''$ (символы «'» и «''» обозначают действительную и мнимую части соответственно).

В идеальном случае распределения полей двух мод, когда $E_y' = E_z''$, $E_z' = E_y''$ (случай циркулярной поляризации), получаем максимально возможное значение эффекта $R_{\text{max}} = \Delta\epsilon/2\epsilon_0$.

ИССЛЕДУЕМЫЕ ГЕОМЕТРИИ ВОЛНОВОДОВ

Рассмотрены три вида нарушения зеркальной симметрии волновода, которые представлены на рис. 4.

Типичная дисперсионная картина анти-пересечения мод в случае геометрии со смещенным центральным крылом (рис. 4б) представлена на рис. 5. За счет нарушения зеркальной симметрии рабочие моды структуры начинают взаимодействовать вблизи точки пересечения на дисперсионном соотношении в невозмущенном состоянии (при наличии зеркальной симметрии), образуя характерную картину анти-пересечения. Отметим, что представ-

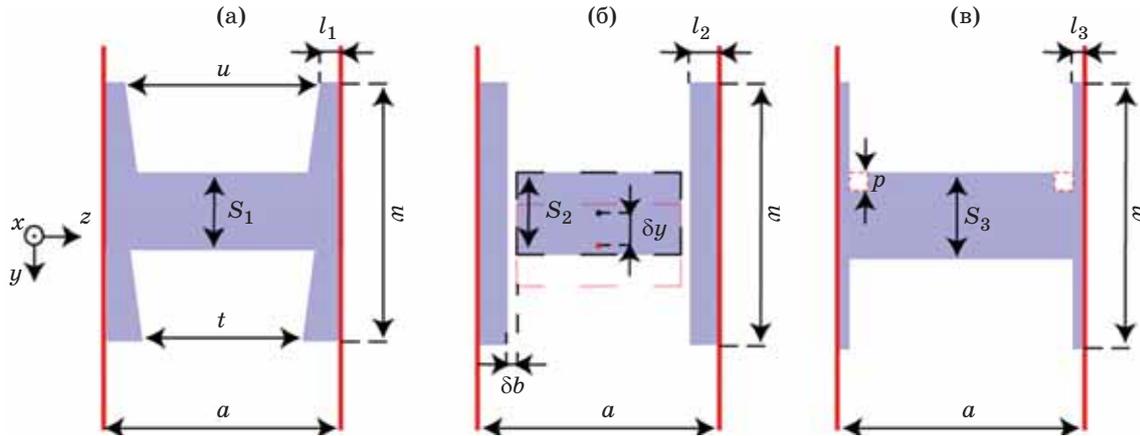


Рис. 4. Три дизайна геометрии кремниевого волновода с нарушенной зеркальной симметрией в виде трапеции (а), смещения вырезанного центрального крыла (б), удаления кремния из центрального крыла волновода (в). Красными линиями обозначены границы элементарной ячейки. Геометрические параметры: (а) ширина центрального крыла $S_1 = 146$ нм, широкое основание трапеции $u = 348$ нм, узкое основание трапеции $t = 322$ нм, ширина поперечного крыла $l_1 = 51$ нм, (б) ширина центрального крыла $S_2 = 160$ нм, вырез поперечного крыла $\delta b = 25$ нм, ширина поперечного крыла $l_2 = 50$ нм, смещение центрального крыла $\delta y = 27$ нм, (в) ширина центрального крыла $S_3 = 152$ нм, вырезаемое квадратное сечение со стороной $p = 20$ нм и общие параметры: $\omega = 500$ нм — ширина волновода, $a = 450$ нм — период структуры, $h = 220$ нм — высота волновода по оси x

Fig. 4. Three designs of the silicon waveguide geometry with broken mirror symmetry in the form of (a) trapezoid, (б) displacement of the cut-out central wing, (в) removal of silicon from the central wing of the waveguide. The red lines indicate the boundaries of the unit cell. Geometric parameters: (a) the width of the central wing $S_1 = 146$ nm, the wide base of the trapezoid $u = 348$ nm, the narrow base of the trapezoid $t = 322$ nm, the width of the transverse wing $l_1 = 51$ nm, (б) the width of the central wing $S_2 = 160$ nm, the cutout of the transverse wing $\delta b = 25$ nm, the width of the transverse wing $l_2 = 50$ nm, displacement of the central wing $\delta y = 27$ nm, (в) width of the central wing $S_3 = 152$ nm, cut-out square section with side $p = 20$ nm and mutual parameters: $\omega = 500$ nm is the width of the waveguide, $a = 450$ nm is the period of the structure, $h = 220$ nm is the thickness of silicon waveguide along x axis

ленное поведение мод на рис. 5 характерно для всех трех рассматриваемых вариантов нарушения зеркальной симметрии волновода.

Для краткости изложения представляющие интерес оптимизированные характеристики волноводов представлены в таблице.

Из таблицы видно, что можно добиться около 10% ненулевого интегрального вращения в одну сторону, что поможет в дальнейшем

для разработки концепта магнито-индуцируемого ЭСФ на основе кремниевого волновода на нижних по частоте поперечных ТЕ модах. Это обеспечит меньшие потери при распространении по сравнению с модами высшего порядка в кремниевой фотонике.

Отметим, что при нарушении симметрии C_2 (в отличие от зеркальной) эффекта не было обнаружено. В случае нарушения симметрии C_2 возникает чисто действительная константа связи, что приводит к линейной поляризации супермоды (результат двух взаимодействующих мод при нарушенной зеркальной симметрии), что может быть объяснено теорией связанных мод для заданной симметрии мод структуры (последняя глава в дополнительных материалах [19]). В случае же нарушения зеркальной симметрии волновода (с элементарной ячейкой на рис. 2) возникает чисто мнимая константа связи между модами (2) и (3) на рис. 2б, что приводит к циркулярной поляризации мод в идеальном случае (когда компоненты имеют одинаковое пространственное распределение $E_{1y} = E_{2z}$ и $E_{1y} = E_{2z} = 0$ в волноводной плоскости yz (в текущей работе). Подробный теоретический анализ мод волноводов с симметрией магнитно-дипольного типа был представлен в работе [19]. Данная теория согласуется с результатами численного моделирования в текущей работе. Поэтому было использовано три дизайна нарушения зеркальной симметрии с разными вариантами изменения геометрии структуры (продольного крыла, поперечного крыла), чтобы показать важность нарушения

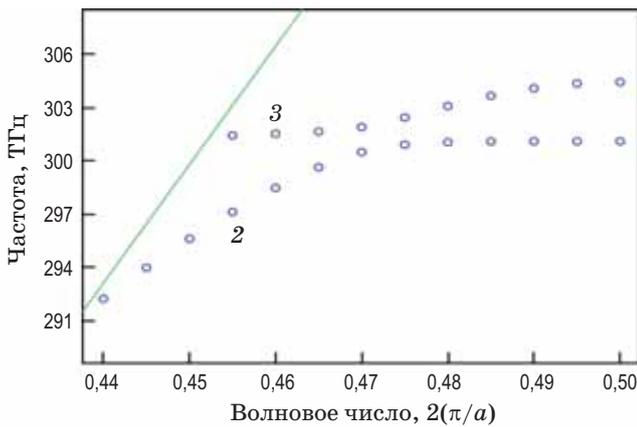


Рис. 5. Дисперсионное соотношение двух рассматриваемых мод периодической структуры со смещенным центральным крылом (рис. 4б). Характерное анти-пересечение ТЕ моды (2) и *air band* моды (3) (см. рис. 2б) при нарушении зеркальной симметрии. Прямой линией отмечен световой конус

Fig. 5. Dispersion relation for the two considered modes of a periodic structure with a displaced central wing (Fig. 4б). The characteristic anticrossing of TE mode (2) and *air band* mode (3) (see Fig. 2б) in case of violation of mirror symmetry. The light line is marked with a direct line

Сравнение характеристик вращения электрических полей для трех вариантов нарушения зеркальной симметрии волновода, представленных на рис. 4

Comparison of the electric fields rotation characteristics for three variants of broken mirror symmetry of the waveguide shown on Fig. 4

Нарушение симметрии	d_{eff} , см	Частота, ТГц	$\Delta\beta$, см ⁻¹	V_{gr}/c	$R_{\text{eff}}/R_{\text{max}}$, %	Потери, дБ
Трапеция (а)	9,4	274,55	0,0834	0,085	7	7,52
Со смещением центрального крыла (б)	6,46	301,23	0,1216	0,055	8	5,168
С вырезами у центрального крыла (г)	8,7	280,15	0,0899	0,098	10	6,96

Примечание. $d_{\text{eff}} = (\pi/4)/\Delta\beta$ — длина волновода для накопления фазы $\pi/4$, V_{gr}/c — отношение групповой скорости моды к скорости оптического излучения в вакууме c .

Note. $d_{\text{eff}} = (\pi/4)/\Delta\beta$ is the length of the waveguide for the accumulation of phase $\pi/4$, V_{gr}/c is the ratio of the group velocity of the mode to the speed of light in a vacuum c .

именно зеркальной симметрии. Отметим, что варианты нарушения зеркальной симметрии предложенного волновода не ограничиваются предложенными тремя.

Также стоит отметить, что грубая оценка потерь приведена, опираясь на технологии начала 2000-х гг., где за основу взят одномодовый кремниевый волновод с шириной 500 мкм [20]. Но реальные потери передаваемой энергии на предлагаемых волноводах будут зависеть от используемой технологии изготовления и качества кремниевых пластин, что может быть улучшено благодаря развитию технологий в этой области. Также отражения на элементах Н-типа могут влиять на потери при соединении предлагаемых волноводов с фотонными схемами. Но при должном согласовании одномодового волновода и предлагаемых структур потери на переотражение будут минимизированы, что является инженерной задачей и выходит за рамки данного исследования.

МАГНЕТО-ИНДУЦИРУЕМЫЙ ЭЛЕМЕНТ ДЛЯ СДВИГА ФАЗЫ НА ЧИПЕ

Рассматриваемые волноводы можно использовать в качестве ЭСФ на чипе, которые можно свернуть в компактную геометрию, как де-

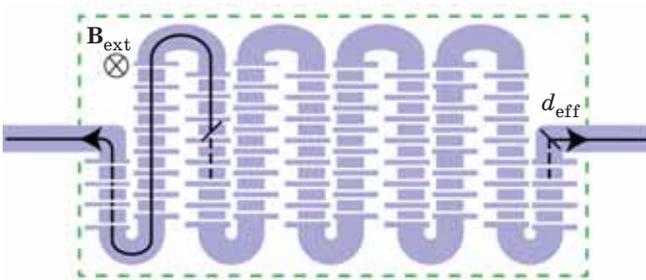


Рис. 6. Схема компактного магнито-индуцируемого ЭСФ на основе одного из трех дизайнов (см. рис. 4б) предлагаемых резонансных кремниевых волноводов. d_{eff} — длина резонансного кремниевого волновода, B_{ext} — индукция внешнего магнитного поля, приложенная перпендикулярно чипу (плоскости рисунка)

Fig. 6. A diagram of a compact magneto-induced phase shifter based on one of three designs (see Fig. 4b) of the proposed resonant silicon waveguides, where d_{eff} is the length of the resonant silicon waveguide, B_{ext} is an induction of an external magnetic field applied perpendicular to the chip (to the plane of the figure)

монстрирует рис. 6. Отметим, что поскольку у кремниевых волноводов высокий контраст показателей преломления между кремнием и подложкой, то потери на поворотах в змеевидной структуре будут сводиться к минимуму. При радиусе изгиба 5 мкм дополнительные потери в схеме оцениваются менее 1 дБ на всю схему компактного ЭСФ [21].

Ожидаемая эффективная длина кремниевых волноводов в ЭСФ лежит в диапазоне $6 < d_{\text{eff}} < 10$ см (таблица) для накопления фазы $\pi/4$. Однако используемая геометрия Фойгта позволяет сворачивать кремниевые волноводы в компактную структуру на чип (благодаря высокой степени однородности внешнего магнитного поля в плоскости чипа) с площадью интеграции менее 1 мм². Преимуществом такой конфигурации является тот факт, что внешнее магнитное поле остается перпендикулярным направлению распространения оптического излучения при любом направлении волновода на поверхности.

Для магнито-индуцируемого накопления удельной фазы авторами предлагается использовать только статическое внешнее магнитное поле (от доступных и дешевых постоянных магнитов), которое не требует никаких источников питания. Еще одним преимуществом данного подхода является то, что предлагаемое устройство простое в изготовлении. Магнито-индуцируемый ЭСФ основан на периодически структурированном кремниевом волноводе и может быть реализован на стандартных пластинах «кремний на изоляторе» с использованием литографии без каких-либо специальных магнитных материалов, например гранатовых пленок. Таким образом, ожидается, что интеграция в любую оптоэлектронную схему будет простой благодаря совместимости со стандартной электронной технологией «комплементарная структура металл–оксид–полупроводник». Более того, предлагаемая технология предполагает использование недорогих неодимовых магнитов для создания внешнего магнитного поля, что позволяет достичь низкой стоимости.

Стоит отметить недостатки предлагаемой технологии. Помимо главных недостатков — вносимых потерь (варьируются в зависимости от технологии изготовления волноводов) из-за использования длинных волноводов и необходимости согласования ЭСФ с однородными

волноводами фотонных схем для минимизации потерь на отражения, которые были описаны ранее, существуют ограничения, связанные с использованием неодимовых магнитов для накопления невзаимной фазы. В зависимости от класса магнита от N — нормального до EH — экстремально высокой рабочей температура не должна превышать значения от 80 °C (в случае N) и до 200 °C (в случае EH) для отсутствия потерь магнитных свойств. Стоит оговориться, что отрицательные температуры не оказывают влияния на магнитные свойства большинства магнитов. Также стоит опасаться использовать предлагаемые ЭСФ при наличии достаточно сильных внешних магнитных полей, так как коэрцитивная сила — напряженность магнитного поля, которая необходима для размагничивания магнита, составляет от 876 кА/м (для N) и варьируется в зависимости от класса магнита, достигая 2388 кА/м (для EH).

В качестве возможного примера интегрированного на чип устройства может выступать схема оптического изолятора с использованием распространенной схемы интерферометра Маха–Цендера [22]. При включении предложенных в текущей работе ЭСФ в плечи интерферометра с приложенным внешним магнитным полем перпендикулярно чипу и использовании пассивного ЭСФ (знак фазовой задержки не зависит от магнитного поля) можно добиться одностороннего пропускания сигнала в результате конструктивной интерференции волн между двумя плечами интерферометра и наоборот — блокировки об-

ратного сигнала за счет деструктивной интерференции волн между двумя плечами интерферометра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложены три варианта дизайна кремниевых волноводов для создания компактных магнито-индуцируемых ЭСФ, интегрированных на чип. В результате моделирования были получены эффективные показатели интегрального поперечного вращения электрических полей в одну сторону в кремниевых волноводах, которые позволяют по оценкам авторов статьи сворачивать волноводы в змеевидную форму на чип с площадью менее 1 мм². Для магнито-индуцируемого сдвига фазы достаточно значения индукции приложенного внешнего магнитного поля 1 Тл, которое достигается в коммерчески доступных неодимовых магнитах. Толщина кремниевых волноводов фиксировалась на значении 220 нм, что позволяет изготавливать образцы, используя стандартные пластины, по технологии «кремний на изоляторе». В результате чего ожидается простая интеграция предлагаемых ЭСФ в оптоэлектронные схемы благодаря совместимости со стандартной электронной технологией «комплементарная структура металл–оксид–полупроводник». Стоит отметить, что предлагаемая технология предполагает использование недорогих неодимовых магнитов для создания внешнего магнитного поля, что позволяет достичь низкой стоимости устройства.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Absil P.P., Verheyen P., De Heyn P., et al. Silicon photonics integrated circuits: A manufacturing platform for high density, low power optical I/O's // *Optics Express*. 2015. V. 23. № 7. P. 9369–9378. <https://doi.org/10.1364/OE.23.009369>
2. Dongdong Yin, Xiaohong Yang, Tingting He, et al. InGaAs/InAlAs avalanche photodetectors integrated on silicon-on-insulator waveguide circuits (Лавинные фотодетекторы на основе InGaAs/InAlAs, интегрированные с волноводными структурами «кремний на изоляторе») [на англ. яз.] // *Оптический журнал*. 2017. Т. 84. № 5. С. 80–85.
Dongdong Yin, Xiaohong Yanlg, Tingting He, et al. InGaAs/InAlAs avalanche photodetectors integrated on silicon-on-insulator waveguide circuits // *J. Opt. Technol.* 2017. V. 84. P. 350–354. <https://doi.org/10.1364/JOT.84.000350>
3. Stadler B.J.H., Mizumoto T. Integrated magneto-optical materials and isolators: A review // *IEEE Photonics Journal*. 2013. V. 6. № 1. P. 1–15. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2013.2293618>
4. Shoji Y., Mizumoto T. Silicon waveguide optical isolator with directly bonded magneto-optical garnet // *Applied Sciences*. 2019. V. 9. № 3. P. 609. <https://doi.org/10.3390/app9030609>
5. Zhang Y., Du Q., Wang C., et al. Monolithic integration of broadband optical isolators for polarization-diverse silicon photonics // *Optica*. 2019. V. 6. № 4. P. 473–478. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.6.000473>
6. Stadler B.J.H., Gopinath A. Magneto-optical garnet films made by reactive sputtering // *IEEE Trans. on Magnetics*. 2000. V. 36. № 6. P. 3957–3961. <https://doi.org/10.1109/20.914347>
7. Stadler B.J.H., Vaccaro K., Yip P., et al. Integration of magneto-optical garnet films by metal-organic chemical vapor deposition // *IEEE Trans. on Magnetics*. 2002. V. 38. № 3. P. 1564–1567. <https://doi.org/10.1109/20.999132>

8. Lira H., Yu Z., Fan S., Lipson M. Electrically driven nonreciprocity induced by interband photonic transition on a silicon chip // *Physical Review Letters*. 2012. V. 109. № 3. P. 033901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.033901>
9. Kittlaus E.A., Weigel P.O., Jones W.M. Low-loss nonlinear optical isolators in silicon // *Nature Photonics*. 2020. V. 14. № 6. P. 338–339. <https://doi.org/10.1038/s41566-020-0640-y>
10. Kittlaus E.A., Jones W.M., Rakich P.T., et al. Electrically driven acousto-optics and broadband nonreciprocity in silicon photonics // *Nature Photonics*. 2021. V. 15. № 1. P. 43–52. <https://doi.org/10.1038/s41566-020-00711-9>
11. Petrov A.Y., Jalas D., Krause M., et al. Nonreciprocal silicon waveguides and ring resonators with gyrotropic cladding // 7th IEEE Internat. Conf. Group IV Photonics. Beijing, China. September 1–3, 2010. P. 234–236. <https://doi.org/10.1109/GROUP4.2010.5643368>
12. Jalas D., Hakemi N., Cherchi M., et al. Faraday rotation in silicon waveguides // 2017 IEEE 14th Internat. Conf. Group IV Photonics (GFP). Berlin, Germany. August 23–25, 2017. P. 141–142. <https://doi.org/10.1109/GROUP4.2017.8082236>
13. Aers G.C., Boardman A.D. The theory of semiconductor magnetoplasmon-polariton surface modes: Voigt geometry // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. 1978. V. 11. № 5. P. 945. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/11/5/015>
14. Kushwaha M.S., Halevi P. Magnetoplasmons in thin films in the Voigt configuration // *Physical Review B*. 1987. V. 36. № 11. P. 5960. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.36.5960>
15. Rubinstein R.Y., Kroese D.P. Simulation and the Monte Carlo method. John Wiley & Sons, 2016. 432 p.
16. Coles R.J., Price D.M., Dixon, J.E., et al. Chirality of nanophotonic waveguide with embedded quantum emitter for unidirectional spin transfer // *Nature Communications*. 2016. V. 7. № 1. P. 11183. <https://doi.org/10.1038/ncomms11183>
17. Piller H., Potter R.F. Faraday rotation near the band edge of silicon // *Physical Review Letters*. 1962. V. 9. № 5. P. 203. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.203>
18. Sakurai J.J. and Napolitano J. Modern quantum mechanics (2nd ed.). Addison Wesley, 2010. 570 p.
19. Volkov I.A., Savelev R.S. Unidirectional coupling of a quantum emitter to a subwavelength grating waveguide with an engineered stationary inflection point // *Physical Review B*. 2021. V. 104. № 24. P. 245408. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.245408>
20. Lee K.K., Lim D.R., Kimerling L.C., et al. Fabrication of ultralow-loss Si/SiO₂ waveguides by roughness reduction // *Optics Letters*. 2001. V. 26. № 23. P. 1888–1890. <https://doi.org/10.1364/OL.26.001888>
21. Vlasov Y.A., McNab S.J. Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends // *Optics Express*. 2004. V. 12. № 8. P. 1622–1631. <https://doi.org/10.1364/OPEX.12.001622>
22. Кузнецов И.В., Перин А.С. Исследование характеристик электрооптического модулятора в конфигурации интерферометра Маха-Цендера на основе тонких плёнок ниобата лития // *Оптический журнал*. 2023. Т. 90. № 2. С. 68–77. <https://doi.org/10.17586/1023-5086-2023-90-02-68-77>
Kuznetsov I.V., Perin A.S. Mathematical modeling of the parameters of an electro-optic modulator in the Mach-Zehnder interferometer configuration based on thin lithium niobate films // *J. Opt. Technol.* 2023. V. 90. P. 93–97. <https://doi.org/10.1364/JOT.90.000093>

АВТОРЫ

Никита Геннадьевич Юхтанов — аспирант, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Россия; аспирант, Харбинский инженерный университет, Харбин, 150001, Китай; <https://orcid.org/0000-0003-4071-9047>; nikita.yuhtanov@metalab.ifmo.ru

Рыбин Михаил Валерьевич — доктор физико-математических наук, профессор, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Россия; ведущий научный сотрудник, ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Россия; Scopus ID: 13405992500, <https://orcid.org/0000-0001-5097-4290>; m.rybin@metalab.ifmo.ru

Статья поступила в редакцию 30.10.2023
Одобрена после рецензирования 08.12.2023
Принята к печати 28.01.2024

AUTHORS

Nikita G. Iukhtanov — PhD student, ITMO University, St. Petersburg, 197101, Russia; PhD student, Harbin Engineering University, Harbin, 150001, China; <https://orcid.org/0000-0003-4071-9047>; nikita.yuhtanov@metalab.ifmo.ru

Mikhail V. Rybin — Dr. Sci. (Physics and Mathematics), Professor, ITMO University, St. Petersburg, 197101, Russia; Leading Research Fellow, Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021, Russia; Scopus ID: 13405992500, <https://orcid.org/0000-0001-5097-4290>; m.rybin@metalab.ifmo.ru

The article was submitted to the editorial office 30.10.2023
Approved after review 08.12.2023
Accepted for publication 28.01.2024