

# Аномальное заграждение волноводной моды, распространяющейся в кремниевом оптическом волноводе с туннельными периодическими вставками

Е.А.Колосовский, А.В.Царев

Рассмотрено аномальное заграждение (блокировка прохождения) волноводной моды, распространяющейся в кремниевом оптическом волноводе с туннельными периодическими вставками. С помощью независимого двумерного анализа методом линий (MoL), а также прямого моделирования методом конечных разностей во временной области (FDTD) обнаружены дополнительные полосы заграждения сигнала, не связанные с брэгговским преобразованием в волноводные моды обратного направления исходного кремниевого волновода. Наличие данных полос обусловлено преобразованием энергии падающей волны в вытекающую квазимоду периодической сегментной структуры, которая в дальнейшем передает энергию в окружающее пространство в виде мод излучения. Особенность данного явления состоит в резонансном характере связи волноводной моды полоскового волновода с его модами излучения, что осуществляется благодаря слабой туннельной связи с периодической сегментной структурой. Последняя не поддерживает самостоятельное волноводное распространение, поэтому запасенная в ней энергия переизлучается в пространство. Обнаруженный эффект аномального заграждения может найти применение в оптических элементах телекоммуникации, а также при создании оптических сенсоров.

**Ключевые слова:** кремниевая фотоника, интегральная оптика, оптический волновод, дифракционная решетка, сегментный волновод, метод линий, метод конечных разностей во временной области, нанопотоника.

## 1. Введение

Туннельная связь в оптических элементах используется для конструирования разнообразных устройств интегральной оптики в широкой области практических приложений [1, 2]. В последнее десятилетие кремниевая фотоника вошла в число наиболее востребованных технологических платформ для разработки и изготовления фотонных элементов и приборов [3–5]. Оптическое туннелирование через оксидный буферный слой между широким полимерным волноводом и суживающимся кремниевым волноводом в виде фотонной проволоки используется для эффективной связи последнего с оптическим волокном [6]. Аналогичная методика была недавно предложена для эффективного пересечения кремниевых фотонных проволок, при котором оптическая волна туннелирует вверх и обратно между суживающимися частями тонкого одномодового кремниевого волновода и толстого двухмодового полимерного волновода, и таким образом достигается огибание области пересечения при незначительном уровне паразитного рассеивания [7, 8]. Такое технологическое решение может обеспечить множественные (до тысяч) пересечения кремниевых малоразмерных волноводов с малыми вносимыми потерями и в широком диапазоне оптических длин волн [8] и найти применение

Е.А.Колосовский, А.В.Царев. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; email: kolos@isp.nsc.ru, tsarev@isp.nsc.ru

при создании оптических фильтров и мультиплексоров на связанных волноводах [9, 10].

Отметим, что для оптической волны, распространяющейся в направлении вдоль кремниевой проволоки, верхние промежуточные полимерные волноводы работают как периодические сегментные вставки (рис. 1). Известно, что на определенных длинах волн эти вставки, подобно дифракционной решетке, могут вызвать эффективное брэгговское отражение волноводной моды в обратном направлении и таким образом прервать распространение оптической направляемой моды в прямом направлении. Вследствие этого, структурные параметры и рабочий диапазон пересекающихся кремниевых проволок в оптических микрочипах в случае множественных пересечений должны выбираться с учетом возможного обратного от-

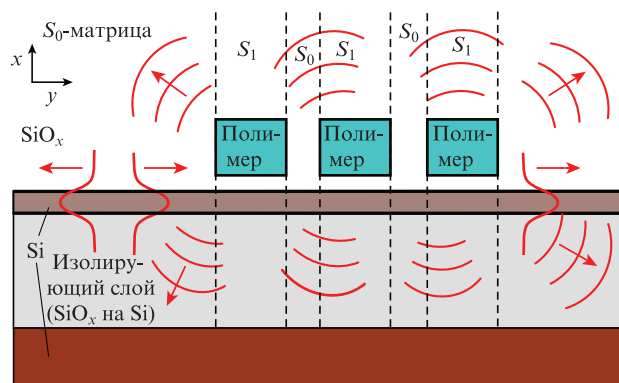


Рис.1. Принципиальная схема туннельного рассеивания волноводной моды периодическими полосками из полимера для моделирования методом линий (использующего S-матрицы).

ражения прямого сигнала направляемой волны за счет туннельной связи с периодическими сегментными полимерными вставками, описанными в работах [8, 9]; в противном случае прохождение сигналов может быть нарушено.

Наши исследования показали, что в дополнение к отмеченному известному эффекту брэгговского отражения в волноводную моду обратного направления [11, 12] данная структура (см. рис.1) может приводить к появлению необычного эффекта аномальной блокировки распространения волны прямого направления, при котором отраженная волна в обратную направляемую моду практически отсутствует или существенно подавлена [13]. Мы объясняем это как проявление резонансной туннельной связи волноводной моды кремниевой проволоки с виртуальной вытекающей волной сегментного полимерного волновода, который формируется на основе периодических диэлектрических вставок из полимера.

Периодический сегментный волновод широко известен в научной литературе [14] и обычно представляет собой решеточную структуру с полностью протравленной сердцевиной исходного оптического волновода. Технология создания таких структур хорошо отработана. Как правило, применяется метод реактивно-ионного травления (RIE), широко используемый в микро- и нанoeлектронике, а также при изготовлении оптических волнопроводов, в том числе из полимеров [15–17]. В зависимости от отношения периода решетки  $\Lambda$  к длине оптической волны  $\lambda_0$  сегментные волноводы различаются по своим оптическим свойствам. Они могут вызывать [14]:

- рассеивание в моды излучения;
- брэгговское отражение направляемых мод;
- распространение оптической волны с низкими потерями в субволновой решеточной (SWG) структуре.

Первый случай является основным при создании эффективных решеточных элементов связи для ввода/вывода оптического излучения из волновода [18–20]. Такие волноводы можно также использовать для обеспечения модовой селекции в широких квазидномодовых волноводах с нагруженной полоской и решеткой, реализованных в структурах с высоким контрастом показателя преломления [21].

Сегментные волноводы с брэгговским отражением мод используются при создании брэгговских зеркал в лазерах с распределенной обратной связью [22, 23], а также в режекторных фильтрах [24–26].

Субволновые решеточные структуры находят комплексное применение в кремниевой фотонике – от управления (инжиниринга) свойствами оптического волновода до увеличения функциональных возможностей оптических элементов (от решеточных элементов связи до элементов пересечения оптических волнопроводов [14]).

В настоящей работе с помощью методов численного моделирования исследована туннельная связь оптических полей кремниевой проволоки с периодическим сегментным волноводом, работающим в режиме рассеивания излучения при  $\Lambda > \lambda_0/2$ . Найдены и описаны условия, при которых сегментная периодическая структура проявляет свойства виртуального (искусственного) вытекающего волновода, обеспечивающего аномальное блокирование распространения падающей направленной моды без эффекта обратного рассеяния в противоположно направ-

ленную волноводную волну (что характерно для брэгговского отражения волны).

## 2. Заграждение оптической волны за счет вертикальной туннельной связи с периодической сегментной структурой

Эффект аномального заграждения хорошо наблюдается для относительно длинных решеточных структур с большим числом ( $M > 300$ ) периодических вставок, формирующих сегментный волновод и имеющих слабую туннельную связь с примыкающим кремниевым волноводом с высоким показателем преломления (см. рис.1). В этой работе мы ограничили анализ двумерным (2D) случаем исходной трехмерной задачи, которая здесь рассматривается в приближении метода эффективного показателя преломления (EIM) [27]. Была использована наша разработка [8] полуаналитической матричной методики линий (MoL) [28], которая уже хорошо зарекомендовала себя при решении подобных задач [8, 29, 30]. Результаты, полученные в рамках алгоритма метода линий, были также независимо проверены путем прямого численного эксперимента методом конечных разностей во временной области (FDTD) [32] с помощью лицензионного пакета от RSoft-SYNOPSYS [33].

Согласно подходу метода линий [28], полное решение для  $x$ -поперечного поля внутри каждой однородной  $z$ -протяженной слоистой среды записывается в аналитическом матричном виде как

$$\begin{bmatrix} \psi_1 \\ \vdots \\ \psi_N \end{bmatrix} = \exp \left\{ j \begin{bmatrix} s_{11} & \cdots & s_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ s_{N1} & \cdots & s_{NN} \end{bmatrix} z \right\} \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_N \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$+ \exp \left\{ -j \begin{bmatrix} s_{11} & \cdots & s_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ s_{N1} & \cdots & s_{NN} \end{bmatrix} z \right\} \begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_N \end{bmatrix} = \exp(jSz)A + \exp(-jSz)B.$$

Здесь  $A, B$  – столбцы коэффициентов для волн прямого и обратного направления соответственно. Благодаря такой записи можно проводить формальные математические выкладки для последовательности слоистых сред или их чередования [30]. Между любыми двумя (вертикальными) границами согласованные амплитуды  $A, B$  имеют наглядный смысл прямой и отраженной волн. Большеразмерная матрица распространения  $S$  (как главная характеристика задачи рассеяния) находится численно и полностью определяет все возможные решения внутри каждой слоистой области.

Сильной стороной подхода MoL, наряду с аналитическими возможностями матричной экспоненты, является автоматический учет оптически контрастных границ диэлектрической проницаемости благодаря обязательному включению границ в сетку  $x_j$  ( $j = 1 \dots N$ ) для поля  $\psi(x_j, z)$ . Перенос решения через границу  $x_j \pm 0$  строгий и выполняется для полей  $\psi_j$  вместе со всеми четырьмя производными (как в нашей реализации MoL), для извлечения которых привлекается дифференцирование исходного волнового уравнения. В случае ортогональных (TE и TM)

поляризации поля  $S$ -матрицы различны. Для заданной слоистой области  $S$ -матрица вычисляется однократно. Например, для структуры с чередующимися областями на рис.1, независимо от числа полимерных вставок, достаточно один раз рассчитать всего две матрицы ( $S_0$  и  $S_1$ ), как это и указано на рисунке.

В настоящей работе мы использовали модификацию MoL с неравномерным шагом  $x_j$  и произвольным числом периодически чередующихся сегментов  $M$ . Обычно для повышения быстродействия в MoL используется число сегментов  $M = 2^N$ . В этом случае задача рассеяния сводится к наиболее простым рекуррентным выражениям над  $S$ -матрицами и матрицами отражения/прохождения одиночных сегментов [30]. Для реализации алгоритма MoL мы разложили произвольное число сегментов  $M$  в числовой ряд по степени двойки, а полное решение задачи получили с помощью (1) путем аналитического суммирования [30] частных решений для каждой группы из  $2^k$  элементов, имеющих ненулевые коэффициенты разложения  $M$ . Возможное рассеяние от границ области вычислений подавлялось за счет использования граничных условий PML (perfectly matched layer) [31]. В нашем случае мы использовали 11 поглощающих слоев PML с общей толщиной 0.5 мкм.

Отметим, что благодаря аналитическим возможностям MoL реализуются значительные преимущества в эффективности счета перед численными методами прямого моделирования. Это позволяет получать точные результаты в случае множественных рассеиваний даже в условиях слабой туннельной связи и крайне слабого рассеяния (на уровне  $10^{-10}$  и ниже относительно мощности падающего поля на каждом одиночном отражающем элементе).

Принципиальная геометрия туннельного рассеивания света периодическими полимерными вставками приведена на рис.1. Стрелками схематично обозначены падающая и отраженная фундаментальная  $TE_0$ -мода оптического волновода (слева) и рассеянные поля. Исходной для расчета выбрана длина волны 1.55 мкм и стандартная структура кремний-на-изоляторе (КНИ), у которой тонкий кремниевый оптический волновод формируется на толстом оксидном слое толщиной 2 мкм с показателем преломления 1.447, расположенном на подложке из кремния (показатель преломления 3.478). Период структуры, равный 1.6 мкм, соответствует резонансной туннельной связи в первом порядке ( $p = 1$ ) дифракции для падающей волны кремниевого волновода и вытекающей волны сегментного волновода, распространяющихся в прямом направлении. Показатель преломления и толщина кремниевой проволоки (в рамках 2D приближения) равны 3.0 и 0.22 мкм. Показатель преломления и толщина полимерных вставок составляют 1.521 и 1.1 мкм, а показатель преломления и толщина разделяющего их оксидного буферного слоя равны 1.4 и 0.3 мкм соответственно.

На рис.2 представлены зависимости от длины волны в широком спектральном диапазоне коэффициентов прохождения ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) мощности фундаментальной  $TE_0$ -моды, рассчитанные методом линий. Расчеты показали, что  $TE_0$ -мода, введенная в кремниевый волновод, может распространяться с незначительными потерями через волноводную структуру, содержащую большое число периодически расположенных полимерных туннельных вставок. Исключением является только конечный набор фиксированных длин волн, для которых на-

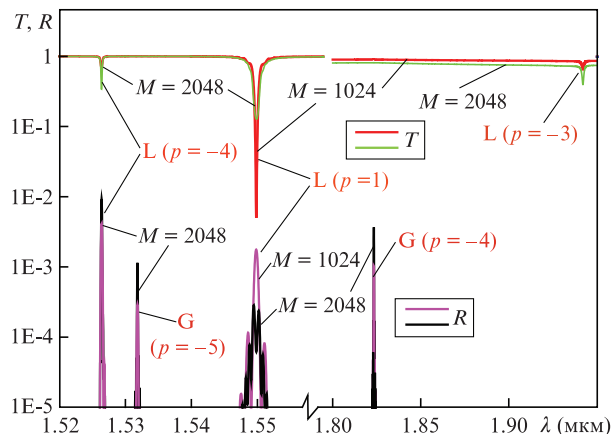


Рис.2. Спектральные зависимости коэффициентов прохождения ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) мощности оптического излучения для фундаментальной  $TE_0$ -моды оптического волновода в присутствии разного числа ( $M = 1024$  и  $2048$ ) периодически расположенных рассеивающих диэлектрических полосок из полимера. Идентифицированы пики, соответствующие преобразованию энергии падающей волны как в волноводную моду ( $G$ ), так и в вытекающую волну ( $L$ ) для разных порядков дифракционной решетки ( $p$ ) (двумерный расчет методом линий). Цветной вариант этого рисунка, а также рис.4 и 7–9 см. на сайте КЭ (<http://www.quantum-electron.ru>).

блюдается резонансное брэгговское рассеяние в различных порядках дифракции в волноводную  $TE_0$ -моду кремниевого волновода ( $\lambda_B = 1.5319$  и  $1.8236$  мкм), а также в виртуальную вытекающую волну сегментного волновода ( $\lambda_L = 1.52545$ ,  $1.54983$  и  $1.94125$  мкм).

Отметим, что периодическая сегментированная полимерная структура имеет большой период (1.6 мкм) и для нее выполняется условие для интенсивного рассеяния в моды излучения. Проведенное численное моделирование распространения оптической волны через отдельно расположенный сегментный волновод показало (рис.3), что, в отличие от субволновых структур, он имеет очень высокие потери на распространение (не менее 70 дБ/см даже вне полосы брэгговского заграждения; см. «полку» в центральной части рисунка). Таким образом, он не является оптическим волноводом в общепринятом смысле, однако, как будет показано ниже, данная сегментированная структура в туннельной связке с тонкой кремниевой проволокой приобретает свойства волновода с утечкой, способного поддерживать распространение локализованной оптической моды, энергия которой излучается по мере

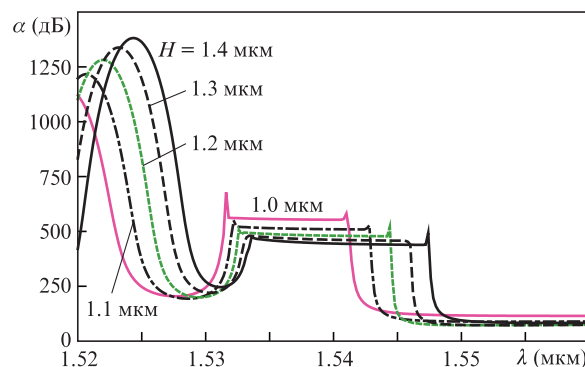


Рис.3. Спектральная зависимость потерь  $\alpha$  в единичном сегментном волноводе для разных толщин полимерной сердцевинки  $H$  (двумерный расчет методом линий).

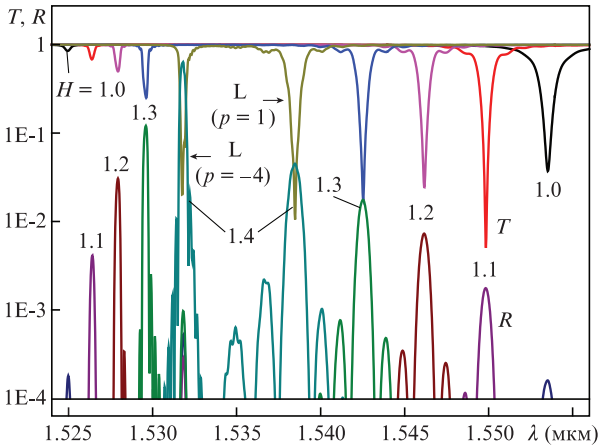


Рис.4. Спектральные зависимости коэффициентов прохождения ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) мощности фундаментальной  $TE_0$ -моды оптического волновода при рассеянии в вытекающую волну для разных толщин  $H$  сегментного волновода с  $M = 1024$  (двумерный расчет методом линий).

распространения. Данный эффект более подробно проиллюстрирован на рис.4–9.

Спектральное поведение коэффициентов прохождения ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) мощности  $TE_0$ -моды, распространяющейся в кремниевом волноводе в присутствии сегментированной периодической структуры из полимера различной толщины  $H$ , показано на рис.4. Отметим, что уровень блокировки (загораждения) направляемой моды зависит от типа процесса (вперед, т.е.  $p = 1$ , или назад,  $p = -4$ ), от числа элементов  $M$  (длины сегментной структуры  $L$ ), а также от толщины  $H$ , определяющей длины волн, на которых наблюдается когерентное преобразование в вытекающие волны различных направлений (рис.5). По этим данным, на основании условий брэгговского синхронизма для разных порядков дифракции  $p$ , можно определить значения эффективных модовых индексов ( $N_L$ ) вытекающих волн сегментного волновода (рис.6).

В близких к оптимальным условиям для преобразования в вытекающую волну прямого направления ( $p = 1$ ,  $H = 1.0$  и  $1.1$  мкм) наблюдается аномально сильное подавление сигнала прохождения волноводной моды при чрезвычайно низком уровне отражения в обратном на-

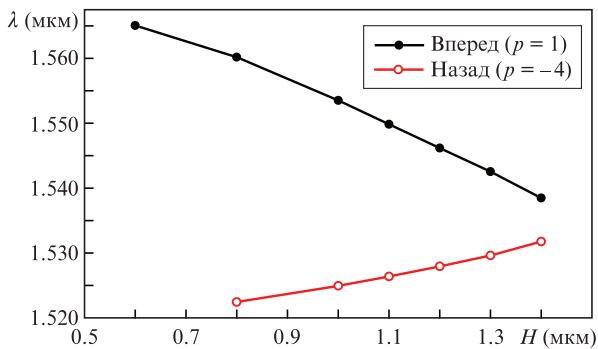


Рис.5. Зависимость длин волн блокировки прохождения фундаментальной  $TE_0$ -моды от толщины сегментного волновода при наличии резонансных условий между модой кремниевой проволоки и виртуальной вытекающей модой сегментного волновода, распространяющейся вперед ( $p = 1$ ) и назад ( $p = -4$ ) для разных порядков дифракции  $p$ ;  $M = 1024$ , толщина буферного слоя  $d = 0.3$  мкм (двумерный расчет методом линий).

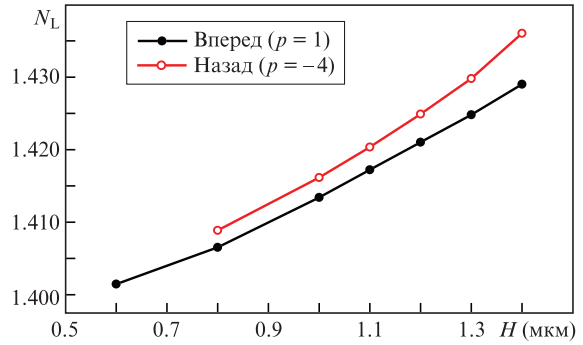


Рис.6. Зависимость эффективного модового индекса виртуальной вытекающей моды сегментного волновода от толщины периодических полимерных полосок;  $M = 1024$ , толщина буферного слоя  $d = 0.3$  мкм (двумерный расчет методом линий).

правлении (эффект аномального загораждения). Преобразование в вытекающую волну обратного направления происходит в высоком порядке дифракции ( $p = -4$ ) и для используемых нами параметров структуры имеет меньшую эффективность и более высокий уровень паразитного рассеяния в волноводную моду обратного направления. Поэтому в этой работе мы концентрируем внимание на более эффективном процессе преобразования в вытекающую волну прямого направления, для которого выбран период структуры  $1.6$  мкм, что обеспечивает фазовый синхронизм взаимодействующих волн в телекоммуникационном диапазоне в первом порядке дифракции ( $p = 1$ ).

Для более глубокого понимания этого необычного эффекта мы построили изображения полных оптических полей для двух близко расположенных оптических длин волн. Для первой длины волны ( $\lambda = 1.54983$  мкм, рис.7) наблюдается сильное блокирование распространения вол-

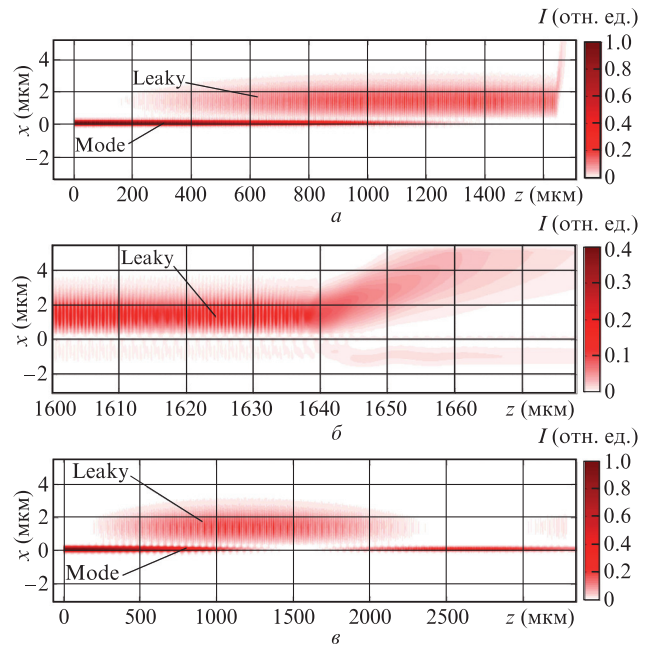


Рис.7. Пространственные распределения плотности электромагнитного поля при резонансном преобразовании волноводной  $TE_0$ -моды (Mode) в вытекающую волну (Leaky) сегментного волновода ( $\lambda = 1.54983$  мкм,  $p = 1$ ) (a – картина полного поля для  $M = 1024$ , б – детальная картина поля на правом конце структуры для  $M = 1024$ , e – картина полного поля для  $M = 2048$ ). Двумерный расчет методом линий;  $H = 1.1$  мкм,  $d = 0.3$  мкм.



новодной моды, обеспечиваемое эффективной решеточно-индуцированной связью волноводной моды исходного волновода с вытекающей волной сегментного волновода. При числе периодических сегментов  $M = 1024$ , близком к оптимальному значению  $M_{opt} = 950$  (для  $H = 1.1$  мкм и  $d = 0.3$  мкм), большая часть энергии направленной волны преобразуется в вытекающую волну, а затем трансформируется в моды излучения либо излучается через торцевую часть сегментной структуры (рис.7,а,б). При увеличенном числе сегментов ( $M = 2048$ ) энергия падающей волны дважды «переходит» вверх и вниз между обычным и сегментным волноводами (рис.7,в), однако, вследствие потерь на излучение виртуальной вытекающей моды (сверху), оставшаяся часть энергии волны в кремниевой проволоке (снизу) значительно меньше начальной энергии падающей волны. Как уже упоминалось, явление носит резонансный характер.

Затем мы немного (на 0.001 мкм) сместили рабочую длину волны (рис.8), и картина распределения плотности поля резко изменилась. Смещение вызвало нарушение брэгговских условий синхронизма с виртуальной вытекающей волной, и, как следствие, преобразование энергии направляемой моды кремниевой проволоки в энергию виртуальной моды резко уменьшилось. В результате мы наблюдали эффективное прохождение  $TE_0$ -волны под сегментной структурой, сопровождающееся незначительным затуханием (вызванным слабой связью с модами излучения), величина которого определяется широким промежутком туннельного буферного слоя ( $d = 0.3$  мкм) между исходным волноводом снизу и сегментной структурой сверху.

С целью независимой проверки результатов, полученных с помощью полуаналитического метода линий, был

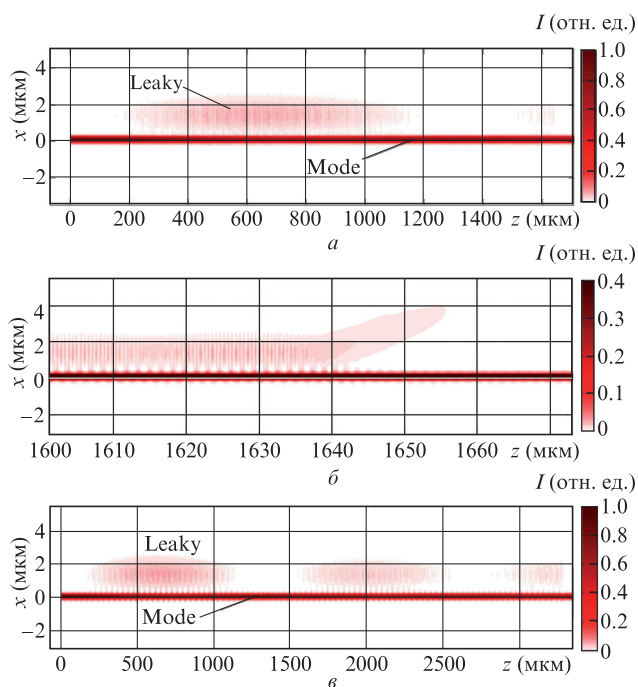


Рис.8. Пространственные распределения плотности электромагнитного поля при нарушении условия резонансного преобразования волноводной  $TE_0$ -моды (Mode) в вытекающую волну (Leaky) сегментного волновода ( $\lambda = 1.54883$  мкм,  $p = 1$ ) (а – картина полного поля для  $M = 1024$ , б – детальная картина поля на правом конце структуры для  $M = 1024$ , в – картина полного поля для  $M = 2048$ ). Двумерный расчет методом линий;  $H = 1.1$  мкм,  $d = 0.3$  мкм.

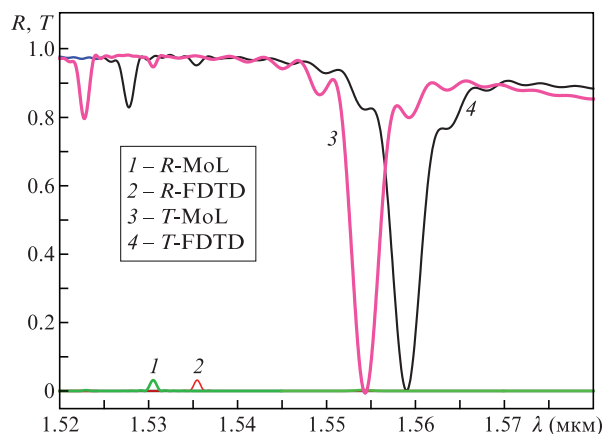


Рис.9. Зависимости коэффициентов прохождения ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) мощности сигнала от длины волны оптического излучения для оптического волновода с периодическими туннельными вставками,  $M = 256$  (двумерный расчет методом линий и FDTD;  $d = 0.1$  мкм).

проведен аналогичный анализ методом конечных разностей во временной области [28], который в известной мере можно рассматривать в качестве численного эксперимента. Сравнительные результаты расчета наших структур с 256 сегментами для метода линий и FDTD приведены на рис.9. Видно, что спектральные зависимости коэффициентов  $R$  и  $T$  очень близки. В частности, они демонстрируют проявление эффекта аномального заграждения (резкие провалы прошедшей волны) при низком (менее  $-25$  дБ) уровне отраженной обратной волны в фундаментальную моду кремниевой проволоки. При этом наглядно видно, что в случае брэгговской дифракции ( $\lambda \sim 1.53$  мкм) в направляемую моду обратного направления наблюдается одновременное уменьшение мощности прошедшей волны ( $T$ ) и соразмерное увеличение мощности отраженной волны ( $R$ ), точно так же, как на рис.4.

Отметим незначительное отличие в положении пика резонансного заграждения прошедшей волны, что объясняется общим сдвигом кривых из-за конечного шага (40 нм) сетки вычислений при использовании метода FDTD. В этом смысле, с точки зрения применения численных методов промоделированные структуры не являются тождественно эквивалентными. Из-за разницы шагов сетки вычислений эффективные показатели преломления оптических мод немного различаются (на 0.33%), а спектральные кривые, сохраняя взаимное расположение пиков, слегка сдвигаются как целое относительно друг друга. Поэтому неполное соответствие эффективных показателей преломления приводит к тому, что условия фазового синхронизма наблюдаются на слегка различающихся длинах волн, что и иллюстрирует рис.9. Данное различие не принципиально и нивелируется с увеличением шага сетки вычислений, однако при этом существенно возрастают время вычислений и требования к оперативной памяти, что особенно критично для метода FDTD при больших размерах структуры, используемых в наших численных экспериментах.

Минимум прохождения волны наблюдается при оптимальном числе сегментов  $M_{opt} = 950$ , меньшем, чем в рассчитанной нами структуре. Мы провели дополнительный анализ и оптимизацию параметров режекторного фильтра на основе предлагаемой сегментной периодической структуры и для каждой группы параметров нашли оптимальное число сегментов, а также определили основные

Табл. 1. Основные параметры оптических режекторных фильтров на основе структур с различной толщиной буферного слоя  $d$ .

$d$ (мкм)	$\Delta\lambda_{3\text{дБ}}$ (нм)	$\Delta\lambda_{10\text{дБ}}$ (нм)	$\Delta\lambda_{20\text{дБ}}$ (нм)	$\lambda$ (мкм)	$T$ (дБ)	$R$ (дБ)	$M_{\text{opt}}$	$L$ (мм)	$\Delta\lambda_{3\text{дБ}}L$ (мм <sup>2</sup> )	$N_L$
0.1	4.32	1.52	0.5	1.55946	47.6	41.1	317	0.51	2.19	1.40726
0.2	2.62	0.87	0.28	1.55600	58.4	41.9	611	0.98	2.56	1.410849
0.3	1.57	0.49	0.15	1.55345	43.1	44.7	1280	2.05	3.22	1.413491
0.4	0.85	0.26	0.09	1.55133	45.5	47.3	2767	4.43	3.76	1.415688
0.5	0.6	0.22	0.08	1.54960	79.6	62.4	9020	14.43	8.66	1.417482
0.4*	0.82	0.25	0.075	1.55069	45.1	46.1	2767	4.43	3.63	1.416088

\* При изменении показателя преломления среды вокруг полимерных вставок на 0.001 (с 1.4 до 1.401) для демонстрации применения фильтра в качестве оптического сенсора.

параметры фильтра: частоту режекции, уровни режекции и паразитного обратного рассеяния для фундаментальной моды, полосу частот заграждения по разному уровню в дБ ( $\Delta\lambda_{3\text{дБ}}$ ,  $\Delta\lambda_{10\text{дБ}}$  и  $\Delta\lambda_{20\text{дБ}}$ ) (табл.1). Хорошо видно, что, изменяя параметры структуры, можно изменять ширину полосы режекции приблизительно в пять раз при сохранении низкого уровня паразитных сигналов (менее –40 дБ). При этом с увеличением длины структуры уменьшается полоса фильтрации, но только до определенного уровня, начиная с которого начинает проявляться ограничение на ширину линии, связанное с большим уровнем затухания (более 70 дБ) у вытекающей волны сегментного волновода. Отметим, что предлагаемый тип оптических режекторных фильтров имеет очень широкую свободную спектральную зону (свыше 290 нм), которая, как показано на рис.3, ограничена снизу паразитным рассеянием в вытекающую волну ( $\lambda = 1.526$  мкм) и в волноводную моду ( $\lambda = 1.532$  мкм) обратного направления, а сверху возможными процессами в высоких порядках дифракции (на длинах волн больше 1.823 мкм).

В табл.1 приведены также демонстрационные данные по использованию предлагаемого фильтра в качестве оптического сенсора при  $H = 1$  мкм. Для оценки чувствительности сенсора мы рассчитали свойства оптического фильтра для различных значений показателя преломления среды, окружающей сегментную структуру ( $n = 1.4$  и  $1.401$ ,  $\Delta n = 0.001$ ), определили частоты фильтрации и эффективный показатель преломления  $N_L$  сегментного волновода. Затем по этим данным было найдено, что удельная чувствительность к изменению показателя преломления  $\Delta N_L/\Delta n = 0.4$  и длины волны  $\Delta\lambda/\Delta n = 0.63$  мкм. Отметим, что эти значения приблизительно в два раза превышают аналогичные значения для чувствительной части сенсоров на основе кремниевых проволок и приближаются к значениям для щелевых волноводов с шириной слота менее 100 нм [34]. Поскольку технология изготовления сенсоров на основе сегментированных волноводов значительно проще, чем для щелевых волноводов, исследуемые нами структуры перспективны для использования и в качестве оптических сенсоров.

На одном моменте, который мы считаем принципиально важным, следует остановиться особо. Наблюдаемое явление, которое мы называем аномальным заграждением, имеет много общих черт с преобразованием волноводной моды в вытекающую волну, наблюдаемым в волоконной конфигурации при дифракции на решетках с большим периодом в оптическом волокне [35, 36] или при дифракции на акустической волне в вытекающую волну [37, 38] анизотропного волновода в ниобате лития [39– 41]. Аномальность описываемого явления заключается в том, что в обычной ситуации наличие дифракционной решетки в виде туннельно-связанных периодических диэлек-

трических вставок вблизи оптического волновода приводит к дифракции в волны, которые уже существуют в структуре без данного возмущения (в виде дифракционной решетки). В частности, в случае оптического волновода это может быть резонансное преобразование в волноводную моду обратного направления (как в режекторном фильтре) или широкополосная дифракция в моды излучения (как в решеточных элементах связи). В нашем случае наличие сегментированной дифракционной решетки над кремниевой проволокой создает новую туннельно-связанную структуру – виртуальный волновод с утечкой – со своими собственными характеристиками распространения, распределением полей и затуханием, отличающимся от затухания в той же сегментированной структуре, но в отсутствие кремниевой проволоки. И именно с этой вытекающей модой, не существовавшей ранее отдельно без туннельной связки сегментной и волноводной структур, рассмотрено взаимодействие направляемой моды кремниевой проволоки.

В этом смысле можно говорить об «аномальности» данного явления, т. к. оно раньше не наблюдалась в стандартной конфигурации оптического волновода с дифракционной решеткой и проявляет резонансные свойства, не типичные для дифракции в моды излучения. Оно характерно для другого типа структур, содержащих дополнительный волновод, но который изначально отсутствует в нашей конфигурации взаимодействия.

### 3. Заключение

По результатам численного моделирования высокоточным методом линий MoL показано, что вследствие коллективного рассеяния волноводной моды на большом числе периодических сегментных вставок, туннельно-связанных с исходным оптическим волноводом, может наблюдаться эффект аномального заграждения волноводной моды. При этом, в отличие от широкополосной дифракции в моды излучения на решеточном элементе связи, наблюдается резонансный характер взаимодействия. А в отличие от известного узкополосного эффекта брэгговского отражения, отсутствует отраженная волноводная мода обратного направления, и вся энергия излучается в пространство посредством резонансной туннельной связи с виртуальной вытекающей волной, принадлежащей всей совокупной структуре периодических сегментов с кремниевой проволокой. В нашем случае сегментная часть структуры представлена толстым слоем ( $H = 1.0$ – $1.1$  мкм) из полимера СУ-8, в котором полностью протравлены глубокие канавки длиной 0.8 мкм с периодом расположения 1.6 мкм. Сегментная часть располагается над кремниевой проволокой толщиной 0.22 мкм в структуре КНИ с заглубленным оксидным слоем толщи-

ной 2 мкм и отделена от волновода буферным слоем толщиной 0.1–0.4 мкм.

Эффект аномального заграждения волноводной моды за счет слабой туннельной связи с большим количеством периодически расположенных полосок, работающих как виртуальный сегментный волновод с утечкой, необходимо учитывать при создании и изучении фотонных структур с большим числом туннельных рассеивающих элементов. В частности, его можно с пользой применить для разработки режекторных фильтров [24] с низким уровнем обратного рассеяния и сенсорных элементов, а также при анализе множественных пересечений малоразмерных волноводов в структурах с высоким контрастом показателя преломления [7–9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-07-03617-а). Авторы благодарят компанию Синописис (SYNOPSIS) за предоставление программ RSoft для оптических вычислений [33].

1. Тамир Т. В кн. *Проблемы прикладной физики* (М.: Мир, 1978, с. 97).
2. Хансперджер Р. *Интегральная оптика. Теория и технология* (М.: Мир, 1985, с. 135).
3. Soref R. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **12**, 1678 (2006).
4. Jalali B., Fathpour S. *J. Lightwave Technol.*, **24**, 4600 (2006).
5. Reed G.T. *Silicon Photonics. The State of the Art* (Chichester: John Wiley & Sons, 2008).
6. Roelkens G., Dumon P., Bogaerts W., van Thourhout D., Baets R. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, 2613 (2005).
7. Tsarev A.V. *Opt. Express*, **19**, 13732 (2011).
8. Царев А.В., Колосовский Е.А. *Квантовая электроника*, **43**, 744 (2013).
9. Tsarev A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20**, 77 (2014).
10. O'Faolain L., Tsarev A. *Opt. Lett.*, **39**, 3627 (2014).
11. Marcuse D. *J. Lightwave Technol.*, **LT-5**, 268 (1987).
12. Zhang Sh., Tamir Th. *Opt. Lett.*, **22**, 1159 (1997).
13. Kolosovsky E., Tsarev A. *Abs. 22th Intern. Workshop Opt. Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM 2014)* (Nice, France, 2014, P-09, p. 52).
14. Halir R. et al. *Laser Photon. Rev.*, **9**, 25 (2014).
15. Tong X. C. *Advanced Materials for Integrated Optical Waveguides* (London: Springer Intern. Publ., 2014, v. 46, pp 509–543).
16. Liu J. et al. *RSC Advances*, **5**, 15784 (2015).
17. Денисюк И.Ю., Бурункова Ю.Э., Позднякова С.А., Баля В.К., Жук Д.И., Фокина М.И. *Оптика и спектроскопия*, **119**, 691 (2015).
18. Passaro V.M.N. *J. Lightwave Technol.*, **18**, 973 (2000).
19. Taillaert D., Bienstman P., Baets R. *Opt. Lett.*, **29**, 2749 (2004).
20. Doyle J.K., Knights A.P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **12**, 1363 (2006).
21. Tsarev A.V. *Opt. Express*, **17**, 13095 (2009).
22. Jewell J.L., Harbison J.P., Scherer A., Lee Y.H., Florez L.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1332 (1991).
23. Coldren L.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 988 (2000).
24. Weber J.-P., Stoltz B., Dasler M., Koek B. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **6**, 77 (1994).
25. Ahn S.-W., Shin S.-Y. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **75**, 819 (2001).
26. Kwon M.-S., Shin S.-Y. *J. Lightwave Technol.*, **22**, 1968 (2004).
27. Chiang K.S. *Appl. Opt.*, **25**, 2169 (1986).
28. Rogge U., Pregla R. *Opt. Soc. Am. B*, **8**, 459 (1991).
29. Scarmozzino R., Gopinath A., Pregla R., Helfert S. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 150 (2000).
30. Jamid H.A., Akram M.N. *J. Lightwave Technol.*, **20**, 1204 (2002).
31. Huang W.P., Xu C.L., Lui W., Yokoyama K. *Photon. Technol. Lett.*, **8**, 649 (1996).
32. Yee K.S. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **AP-14**, 302 (1966).
33. <https://optics.synopsys.com/rsoft/>
34. La Notte M., Passaro V.M. *Sensors and Actuators B: Chem.*, **176**, 994 (2013).
35. Erdogan T. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 1760 (1997).
36. Иванов О.В., Никитов С.А., Гуляев Ю.В. *УФН*, **176**, 175 (2006).
37. Петров Д.В., Чтыроки И. *Квантовая электроника*, **12**, 987 (1985).
38. Петров Д.В., Царев А.В., Яковкин И.Б. *Квантовая электроника*, **15**, 173 (1988).
39. Yamanouchi K., Kamiya T., Shibayama K. *IEEE Transactions Microwave Theory Techn.*, **26**, 298 (1978).
40. Ctyroký J., Cada M. *Opt. Commun.*, **27**, 353 (1978).
41. Kolosovsky E.A., Petrov D.V., Tsarev A.V., Yakovkin I.B. *Opt. Commun.*, **43**, 21 (1982).