

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ

Кафедра квантовой электроники

ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК МИ-РЕЗОНАНСНЫХ
НАНОЧАСТИЦ, СВЯЗАННЫХ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ
ВОЛНОВОДАМИ

Зав. кафедрой
квантовой электроники:
д. ф. -м. н., профессор
Панов В. И.

Бакалаврская работа
студента 427 группы

Нестерова К. Е.
Научный руководитель:
к. ф. -м. н., н. с.
Щербаков М. Р.

Оглавление

1	Введение	3
2	Литературный обзор	4
2.1	Метаматериалы	4
2.2	Рассеяние Ми	5
2.3	Оптический магнетизм	7
2.4	Сверхбыстрые полностью оптические переключатели	9
2.5	Метод конечных разностей во временной области	10
2.6	Будущее численных методов в нанофотонике	12
3	Постановка задачи	14
4	Оригинальная часть	15
4.1	Исследуемые наноструктуры	15
4.2	Численный расчёт для системы волновод – нанодиск	15
4.3	Численный расчёт для системы волновод – массив нанодисков	18
4.4	Обсуждение	19
5	Заключение	22
	Список литературы	23

1 Введение

С каждым годом развитие технологических возможностей человечества позволяет производить искусственные структуры с характерными размерами всё меньших порядков. В настоящее время реальностью является управление формой и размерами материалов на наномасштабах, что позволяет создавать композитные материалы с заданными оптическими свойствами. Это обуславливает необходимость исследования параметров и области применения подобных наноматериалов. Особо интересным классом наноматериалов являются структуры с оптическим магнетизмом, то есть обладающие резонансом с ненулевым магнитным дипольным моментом на оптических частотах, что невозможно в обычных веществах, встречающихся в природе в естественном виде — так называемые метаматериалы с оптическим магнетизмом. Известна возможность возбуждения магнитного дипольного резонанса как для металлических метаматериалов, так и для чисто диэлектрических наноструктур.

При кажущейся простоте металлических решений они обладают существенным недостатком в виде больших омических потерь. Исследование нелинейно-оптических свойств требует высокой интенсивности излучения, порой достигающей порога оптической прочности материалов, что делает подобные решения неприменимыми. Неметаллические наноструктуры выгодно выделяются отсутствием подобного недостатка, однако пока что слабо изучены.

Принципиальный интерес для задач нанофотоники представляют диэлектрические наноструктуры в интегральном исполнении, являющиеся ключевым элементом для создания полностью оптических логических схем. Явление оптического магнетизма в подобных наноматериалах к настоящему моменту не было исследовано, что определяет новизну работы.

В данной дипломной работе численно определены оптимальные параметры для возбуждения магнитного резонанса в одиночном кремниевом нанодиске, связанном с диэлектрическим волноводом, и последовательно оптимизирована конфигурация системы до 20 нанодисков для потенциального создания оптического переключателя.

2 Литературный обзор

2.1 Метаматериалы

Метаматериалы являются искусственно созданными материалами с заданными свойствами. Взаимодействие метаматериалов с электромагнитными или звуковыми [1] волнами в первую очередь определяется формой и размерами отдельных и, как правило периодических, элементов, нежели свойствами веществ, из которых они изготовлены. При создании оптических метаматериалов используются микро- и наноструктуры, обладающие характерными размерами сравнимыми с длиной волны взаимодействующего электромагнитного излучения, что приводит к принципиально новым оптическим свойствам и эффектам.

Одними из ярких свойств метаматериалов является их потенциальная возможность реализации отрицательного показателя преломления и так называемого оптического магнетизма. Создав материал с изотропными диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ и магнитной проницаемостью $\mu = \mu' + i\mu''$, удовлетворяющими отношению $\varepsilon'|\mu| + \mu'|\varepsilon| < 0$, возможно получить вещество с отрицательной действительной частью показателя преломления $n = n' + in'' = -\sqrt{\varepsilon\mu}$.

Как правило, все оптические среды обладают положительными проницаемостями ε и μ . Известно однако, что диэлектрическая проницаемость металлов в оптическом диапазоне может принимать отрицательные значения. К сожалению, в природе не наблюдается материалов, которым одновременно присущи $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$.

Основоположником теории метаматериалов, выдвинувшим в своей статье [2] идею о принципиальной возможности существования материалов с отрицательной действительной компонентой показателя преломления принято считать советского физика В. Г. Веселаго, хотя следует признать, что подобные среды значительно раньше обсуждались и в работах других учёных, например в работе [3] Д. В. Сивухина. Подтверждение существования подобных структур было получено Джоном Пендри (англ. John B. Pendry) из Имперского колледжа в Лондоне и Дэвидом Смитом (англ. David R. Smith) из Калифорнийского университета в Сан-Диего. В своей статье [4] они показали возможность применения метаматериалов с отрицательным показателем преломления для создания суперлинз — структур, позволяющих получать изображения с разрешением, превосходящим дифракционный предел. В 2004 году была экспериментально продемонстрирована [5] первая суперлинза, обладавшая разрешением

в три раза лучше дифракционного предела в микроволновом диапазоне.

2.2 Рассеяние Ми

В 1908 году немецким физиком Густавом Ми (нем. Gustav Mie) было получено [6] решение уравнений Максвелла для рассеяния света на сферических частицах произвольного радиуса. В случае, когда размер частицы гораздо меньше длины волны рассеиваемого света, рассеяние Ми является частным случаем Рэлеевского рассеяния. Часто под рассеянием Ми подразумевают рассеяние света на частицах с размерами, сравнимыми с длиной волны взаимодействующего с ними света. Распределение электрического поля внутри сферы для первых восьми мод с комментариями из [7] показано на рисунке 2.1.

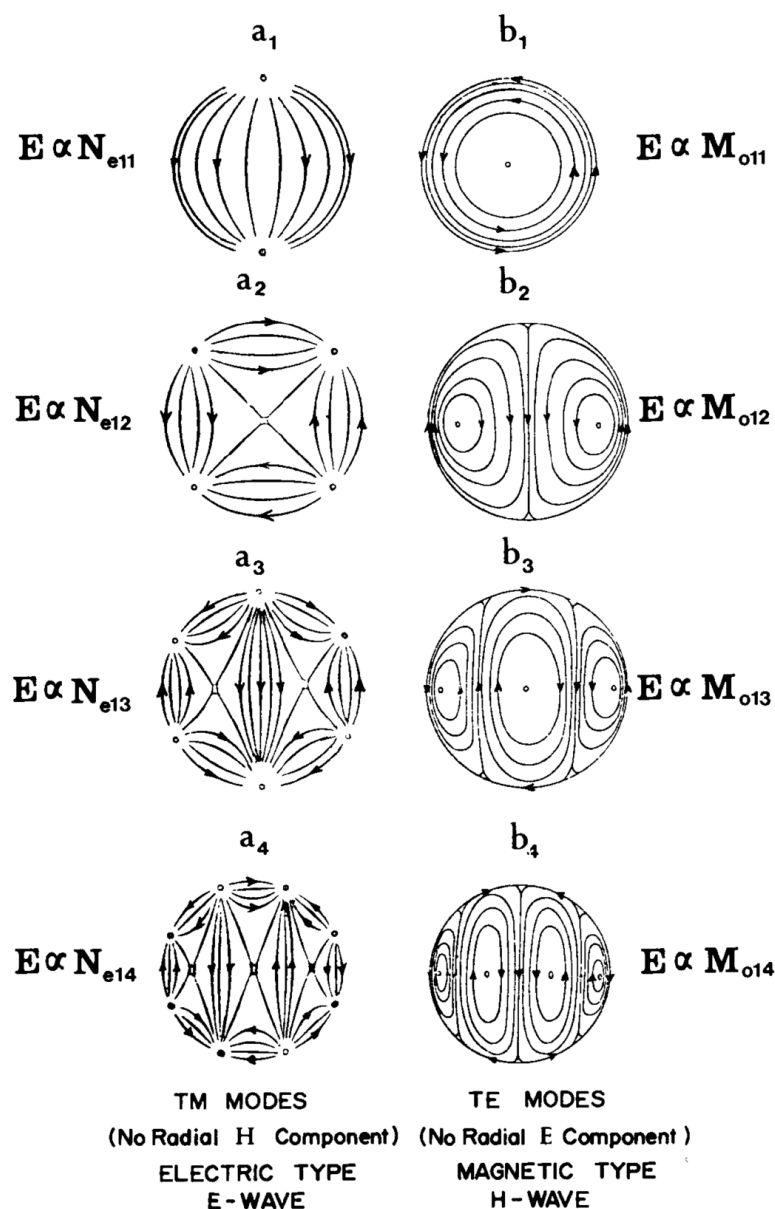


Рис. 2.1. Распределение электрического поля для первых восьми резонансов Ми

Ми-резонансные наночастицы являются удобным объектом для создания метаматериалов. В 1947 году была предложена [8] модель, описывающая композитный материал, состоящий из массива магнитоэлектрических сфер с ε_1, μ_1 , встроенного в фоновый материал (ε_2, μ_2). В этом случае теория Ми предсказывает следующие значения эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей ε_{eff} и μ_{eff} :

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \left(1 + \frac{3v_f}{\frac{F(\theta)+2b_e}{F(\theta)-b_e} - v_f} \right) \quad (2.1)$$

$$\mu_{eff} = \mu_1 \left(1 + \frac{3v_f}{\frac{F(\theta)+2b_m}{F(\theta)-b_m} - v_f} \right) \quad (2.2)$$

где

$$F(\theta) = \frac{2(\sin \theta - \theta \cos \theta)}{(\theta^2 - 1) \sin \theta + \theta \cos \theta} \quad (2.3)$$

$$b_e = \varepsilon_1/\varepsilon_2, \quad b_m = \mu_1/\mu_2 \quad (2.4)$$

$$v_f = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{r_0}{p} \right)^3, \quad \theta = k_0 r_0 \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} \quad (2.5)$$

Уравнение 2.3 показывает что $F(\theta)$ является резонансной функцией и принимает отрицательные значения в некоторой области параметра θ вблизи резонанса, что приводит к отрицательным значениям ε_{eff} или μ_{eff} .

В этой модели учитывались лишь первые и вторые резонансные моды, поскольку высшие резонансы Ми часто возникают на частотах, на которых не применима формула Клаузиуса — Моссотти. Позже эти расчёты были улучшены в работе [9] путём принятия во внимание электрической поляризуемости сфер, находящихся в режиме магнитного резонанса.

Как уже упоминалось выше, для получения эффективного магнитного резонанса как правило требуется использовать наноструктуры, содержащие металлические элементы [10]. Однако присутствие металла неизбежно приводит к омическим потерям, что делает подобные металлсодержащие среды практически невозможными к использованию в полях высокой интенсивности, требуемой для изучения нелинейно-оптических свойств. Из этого ограничения вытекает интерес и необходимость в реализации магнитного резонанса в чисто диэлектрических метаматериалах. Впервые полностью диэлектрические структуры, обладающие оптическим магнетизмом, были получены в работе [11]. Дополнительным плюсом подобных решений является большая независимость от угла и более удобные возможности для интеграции в трёхмерные структуры.

2.3 Оптический магнетизм

Оптическим магнетизмом называют возбуждение в материалах ненулевого магнитного дипольного момента взаимодействующим электромагнитным излучением на оптических частотах.

Материалам, встречающимся в природе, часто присуща диэлектрическая проницаемость, значительно отличающаяся от вакуумной в оптическом диапазоне. Но при этом их магнитная проницаемость на тех же длинах волн как правило близка к своему значению в свободном пространстве [12]. Подобное поведение связано с тем, что степень взаимодействия атома с магнитной компонентой поля пропорциональна магнетону Бора $\mu_B = e\hbar/2mc = \alpha ea_0/2$, где $\alpha \cong 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Из этого вытекает что отклик атома на магнитное поле слабее, нежели отклик на электрическую компоненту.

Выходом может стать создание метаматериалов, которые позволят эффективно ”заменять“ магнитный отклик на высоких частотах благодаря своим структурным особенностям, к примеру, добиваясь ненулевого магнитного дипольного момента путём реализации циркуляции электрической компоненты поля. Первые успешные экспериментальные образцы сред, обладающих оптическим магнетизмом, были получены для метаматериалов, содержащих металлические компоненты. Одними из различных видов таких предложенных и рассмотренных металлических структур стали разорванные кольца [13, 14], золотые сферические мезочастицы [15], наносэндвичи [16] — трёхслойные диски металл-диэлектрик-металл (металл — золото, диэлектрик — диоксид кремний), наносети [17] и массивы нанодисков [18]. К сожалению, несмотря на стремительный прогресс в области в целом и в частности в уменьшении омических потерь [19], металлсодержащие метаматериалы по-прежнему довольно неудобны в использовании на оптических частотах. В дополнение к вышесказанному, присущая подобным металлическим резонаторам геометрическая асимметрия ещё сильнее ограничивает результирующую среду в небольшом диапазоне углов падения, даже когда они собраны в трёхмерную структуру [20].

Как уже упоминалось выше, впервые ненулевой магнитный дипольный момент в исключительно диэлектрическом метаматериале был экспериментально получен Джеймсом Джинном (англ. James C. Ginn) и соавторами и описан в статье [11]. Структурно среда представляла из себя массив теллурических кубических резонаторов, показанный на рисунке 2.2. Оптический магнетизм в видимом и инфракрасном диапазонах впервые наблюдался для кремниевых наносфер [21, 22]. Так как в этой спектральной области показатель преломления кремния достаточно велик, то выводы теории Ми о возникновении магнитного резонанса [10] применимы.

Теоретическое и экспериментальное рассмотрение интерференции электрического и



Рис. 2.2. Первая полностью диэлектрическая структура с оптическим магнетизмом [11]

магнитного дипольных резонансов отдельных кремниевых нанодисков субволновых масштабов было осуществлено в работе [23]. Наноструктуры были изготовлены по распространённой технологии "кремния на изоляторе". Была показана зависимость спектрального расположения резонансов в спектре коэффициента пропускания от диаметра нанодисков, а форма этих линейных спектров может быть объяснена через рассмотрение деструктивной интерференции двух резонансов. С помощью метода конечных интегралов в частотной области (FIFD) было рассчитано распределение электрической и магнитной компонент локального поля внутри кремниевого нанодиска.

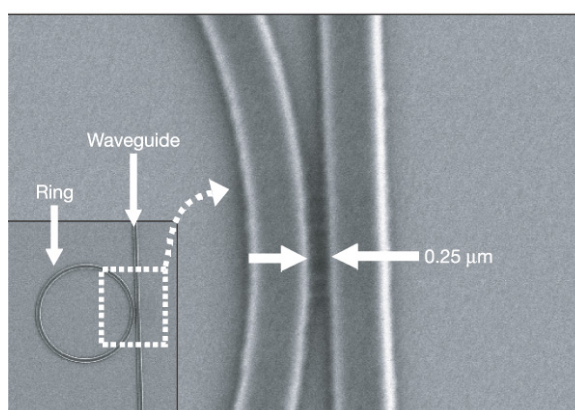
В работе [24] методом безапертурной ближнепольной оптической микроскопии было исследовано распределение амплитуды и фазы локализованных оптических мод в кремниевых нанодисках, аналогичных описанным и рассмотренным в статье [23]. Исследование проводилось в диапазоне длин волн от 0.5 мкм до 1.0 мкм, также были получены оценки для вкладов магнитных и электрических диполей, квадрупольей и октупольей: выявилось доминирование электрического квадрупольного резонанса, что подтверждалось численными расчётами, основанными на разложении рассеянного поля в ряд сферических функций.

В [25] рассматривалось влияние поляризации взаимодействующего электромагнитного излучения и угла падения на рассеяние света кремниевыми наноцилиндрами субволновых размеров. Проведённый мультипольный анализ экспериментального спектра рассеяния, основанный на разложении по приближению дискретных диполей, подтвердил резонансное возбуждение электрических и магнитных мод в наноцилиндрах, также было показано что зависимость возбуждения резонансов от угла падения и поляризации позволяет управлять рассеянным светом в подобной системе.

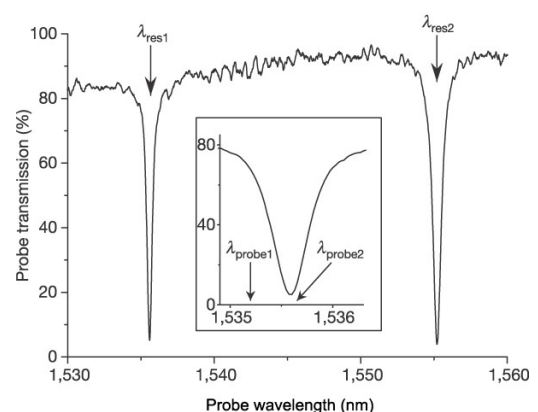
2.4 Сверхбыстрые полностью оптические переключатели

Одним из ключевых строительных элементов интегральных схем управления светом являются оптические переключатели, позволяющие контролировать распространение света в волноводах. Точно так же, как реле оказались весьма ограниченно применимыми в электронных микросхемах и были вытеснены транзисторами, существующие оптомеханические переключатели являются слишком медленными и габаритными для использования их в фотонных микросхемах. Для выполнения логических операций требуются сверхбыстрые и полностью управляемые светом оптические переключатели. При этом желательно, чтобы подобные схемы полностью состояли из кремния, как материала, доминирующего в микроэлектронной индустрии, что является довольно сложной задачей из-за относительно слабых нелинейных свойств кремния.

Первая кремниевая структура, способная работать в режиме сверхбыстрого полностью оптического переключателя, была представлена в работе [26]. Структура представляла из себя волновод с расположенным рядом кольцевым резонатором (рисунок 2.3а). Спектр пропускания связанного с резонатором волновода изображён на рисунке 2.3б. В подобной схеме свет, первоначально распространявшийся в волноводе, захватывается резонатором и повторно интерферирует со светом внутри волновода. Была показана способность управлять коэффициентом преломления кольца путём освещения его лазерным пучком и инжекции свободных носителей посредством механизма двухфотонного поглощения. Изменения в коэффициенте преломления сдвигали резонансную частоту и позволяли управлять распространением светового пучка в волноводе (рис. 2.4).



(а) Кольцевой резонатор



(б) Спектр пропускания волновода

Рис. 2.3. Иллюстрации к работе [26]

Аналогичные по функционалу структуры были также показаны в работах [27–30].

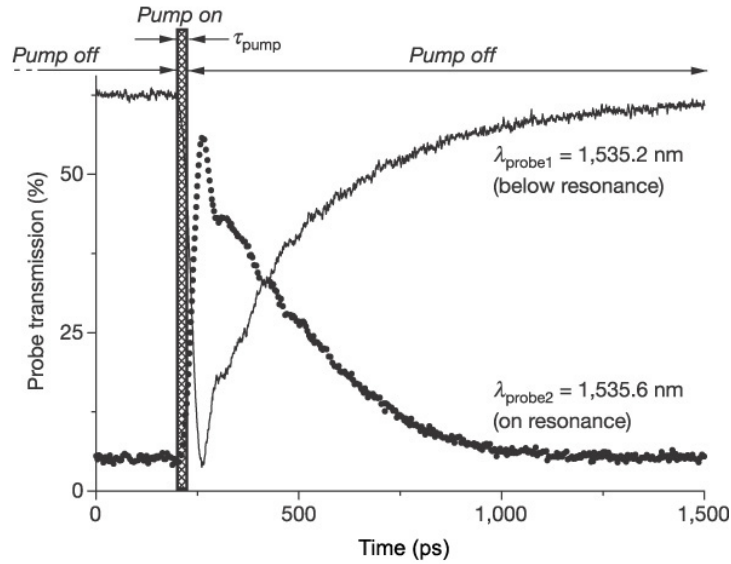


Рис. 2.4. Управление спектром пропускания волновода в [26]

2.5 Метод конечных разностей во временной области

Методы конечных разностей для зависимых от времени дифференциальных уравнений в частных производных давно используются в решении задач вычислительной гидродинамики. Метод конечных разностей во временной области (FDTD) является логичным обобщением подобных алгоритмов на поле задач электродинамики. Он был разработан [31] Кейном Йи (англ. Kane S. Yee) в 1966 году и его ключевым результатом является определение полей E , H на дискретной по времени сетке.

Алгоритм Йи основывается на дискретизации уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}(\vec{r}, t) = \nabla \times \vec{H} \quad (2.7)$$

$$\vec{B} = \mu(\vec{r}, t) \vec{H} \quad (2.8)$$

$$\vec{D} = \varepsilon(\vec{r}, t) \vec{E} \quad (2.9)$$

Следует обратить внимание, что \vec{J} , μ и ε зависят от радиус-вектора и от времени.

Для дискретизации уравнений Максвелла Йи предложил сетку, изображённую на рисунке

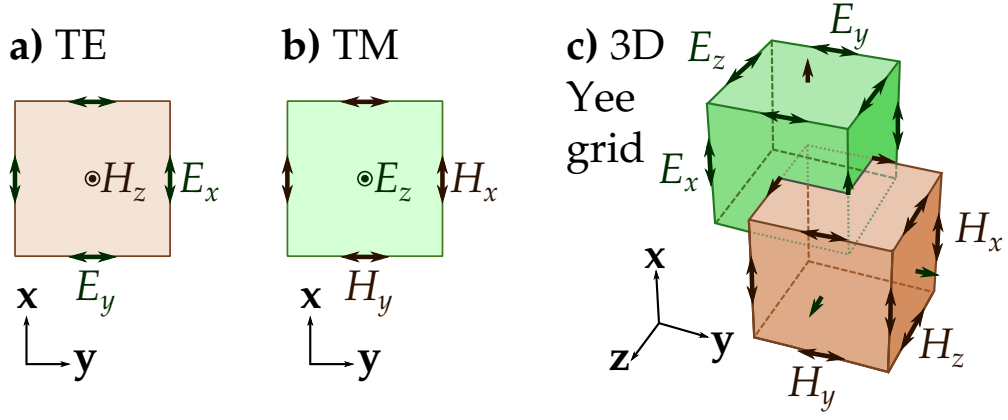


Рис. 2.5. Пространственная сетка в методе Йи

2.5, причём сетки для полей E и H смещены по отношению друг к другу на полшага не только по пространственным координатам, но и по времени.

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) \quad (2.10)$$

Тогда функция $F(x, y, z, t)$ превратится в

$$F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F^{(n)}(i, j, k) \quad (2.11)$$

Из чего, к примеру, следует следующий вид уравнения 2.6 для B_x

$$\begin{aligned} & \frac{B_x^{n+1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2) - B_x^{n-1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2)}{\Delta t} = \\ & = \frac{E_y^n(i, j + 1/2, k + 1) - E_y^n(i, j + 1/2, k)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i, j + 1, k + 1/2) - E_z^n(i, j, k + 1/2)}{\Delta y}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

а уравнение 2.7 для D_x запишется как

$$\begin{aligned} & \frac{D_x^n(i + 1/2, j, k) - D_x^{n-1}(i + 1/2, j, k)}{\Delta t} + J_x^{n-1/2}(i + 1/2, j, k) = \\ & = \frac{H_z^{n-1/2}(i + 1/2, j + 1/2, k) - H_z^{n-1/2}(i + 1/2, j - 1/2, k)}{\Delta y} - \\ & - \frac{H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2) - H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k - 1/2)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Важной частью получения численного решения является задание граничных условий. Существуют два наиболее часто используемых типа условий — поглощающие (perfectly

matched layer — PML) или периодические. Условия первого типа используются при моделировании затухания волны на бесконечности, а второй тип условий используется при расчёте параметров периодических структур.

Существует несколько независимых реализаций метода конечных разностей во временной области. Одним из самых мощных и удобных инструментов является программный пакет Lumerical FDTD Solutions, который и использовался в данной работе.

Примерный алгоритм использования Lumerical FDTD Solutions может выглядеть следующим образом:

- 1) Задание исследуемых структур. Выбор форм и материалов.
- 2) Выбор подходящих источников электромагнитного излучения (включая их профиль, длительность импульса и спектр).
- 3) Выбор граничных условий.
- 4) Выбор области расчёта.
- 5) Задание “мониторов” — областей, в которых будут зафиксированы рассчитанные параметры поля.
- 6) Расчёт.

Также в данной работе для итерации по области параметров использовалась встроенная функция интерпретации скриптов, позволяющая осуществлять расчёты в полуавтоматическом режиме.

2.6 Будущее численных методов в нанофотонике

В настоящее время численные методы являются незаменимым инструментом для исследования наноструктур, позволяя оценивать поведение широкого круга систем без необходимости совершать реальные измерения, что существенно экономит время. К сожалению, несмотря на то, что так называемый *design-by-specification* — автоматический подбор параметров структуры по требуемым характеристикам устройства, уже давно является реальностью в электронике, в фотонике дизайн структур по-прежнему осуществляется преимущественно вручную. Как правило, в процессе оптимизации структур варьируются параметры нескольких объектов, спроектированных человеком. Таким образом количество степеней свободы редко превышает 5.

С другой стороны, технология инверсивного дизайна на площади $1500 \text{ нм} \times 1500 \text{ нм}$ и с размером “пикселя” $100 \text{ нм} \times 100 \text{ нм}$ уже даёт невероятное (2^{225}) количество вариаций дизайна, что позволит создавать миниатюрные и эффективные оптические устройства.

Ранее алгоритмы проектирования, использующие множество параметров, были использованы для оптимизации дизайна отдельных устройств. Их спектр включает в себя генетические алгоритмы [32], level-set methods [33], оптимизацию геометрических параметров [34] и топологических методов [35], обычно применяемых в других областях. К сожалению, все эти методы либо работают лишь для конкретных структур, либо требуют частичного подбора параметров человеком.

Однако в 2015 году в работе [36] был представлен полностью независимый от человека алгоритм, способный самостоятельно конструировать оптические элементы по заданным характеристикам. В этом алгоритме используется 2 метода: метод "приоритетной цели" (англ. *objective first*) и метод "наискорейшего спуска" (англ. *steepest descent*). В первом методе ограничиваются электрические поля для удовлетворения заданным характеристикам устройства, при этом допускаются нарушения уравнений Максвелла. Затем нарушения физических принципов минимизируются при помощи оптимизирующего алгоритма ADMM (Alternating Directions Method of Multipliers). В методе "наискорейшего спуска" электрические поля ограничиваются для удовлетворения уравнениям Максвелла и вводится функция метрики производительности, основанная на нарушениях заданных параметров эффективности устройства. Затем решая сопряжённую электромагнитную задачу и используя оптимизацию наискорейшего градиентного спуска находится локальный градиент метрики производительности. Получающиеся элементы обладают высокой эффективностью и малыми габаритами, что делает их весьма привлекательными для решения задач фотоники.

3 Постановка задачи

Как обсуждалось выше, в кремниевых нанодисках возможно возбуждение резонансов M_1 . Обзор литературы также показал, что в качестве резонаторов, связанных с волноводами, использовались лишь более габаритные структуры, которые не вполне удобны для нужд фотонных микросхем. Учитывая эти факты, была поставлена цель исследования влияния резонанса, достижимого при минимальных размерах резонатора, то есть первой магнитной моды M_1 , на спектр пропускания связанного с резонатором волновода. Для достижения этой цели были поставлены и решены следующие задачи:

- Численно определены оптимальные параметры системы из одного нанодиска и волновода для эффективного возбуждения магнитного резонанса.
- Последовательно численно определены оптимальные параметры системы из нескольких связанных с волноводом нанодисков в зависимости от их количества. При этом исследовались различные конфигурации расположения дисков относительно волновода (с одной и с двух сторон).
- Введена метрика и проведено сравнение с существующими решениями, близкими по функциональности.

4 Оригинальная часть

4.1 Исследуемые наноструктуры

В данной работе были исследованы структуры, состоящие из кремния на подложке из SiO_2 . Характерные параметры системы приведены в таблице 4.1. Схематично система изображена на рисунке 4.1. Голубой цвет отвечает подложке из SiO_2 , а красный цвет – кремниевым наноструктурам.

Параметр	Значение
Длина волны источника	1.0 мкм–2.0 мкм
Длина волновода, L	10 мкм
Ширина волновода, w	0.6 мкм
Высота волновода, h	0.25 мкм, 0.4 мкм
Высота нанодиска, h	0.25 мкм, 0.4 мкм
Радиус нанодиска, r	0.1 мкм–1.0 мкм
Расстояние между нанодиском и волноводом, d	–0.09 мкм–1.0 мкм
Количество нанодисков	1–20
Расстояние между соседними нанодисками	0 мкм–0.4 мкм

Таблица 4.1. Характерные параметры исследуемой системы

4.2 Численный расчёт для системы волновод–нанодиск

Расчёты для одиночного нанодиска проводились для гауссова пучка в двух поляризациях: параллельно и перпендикулярно плоскости подложки, при этом X-координата центра диска совпадала с X-координатой центра волновода. Все дальнейшие спектры пропускания волновода представлены нормированными относительно спектра пропускания волновода без диска. Сперва для расчётов была выбрана толщина нанодиска и волновода равная 0.25 мкм, как стандартная высота пластин кремния на изоляторе. К

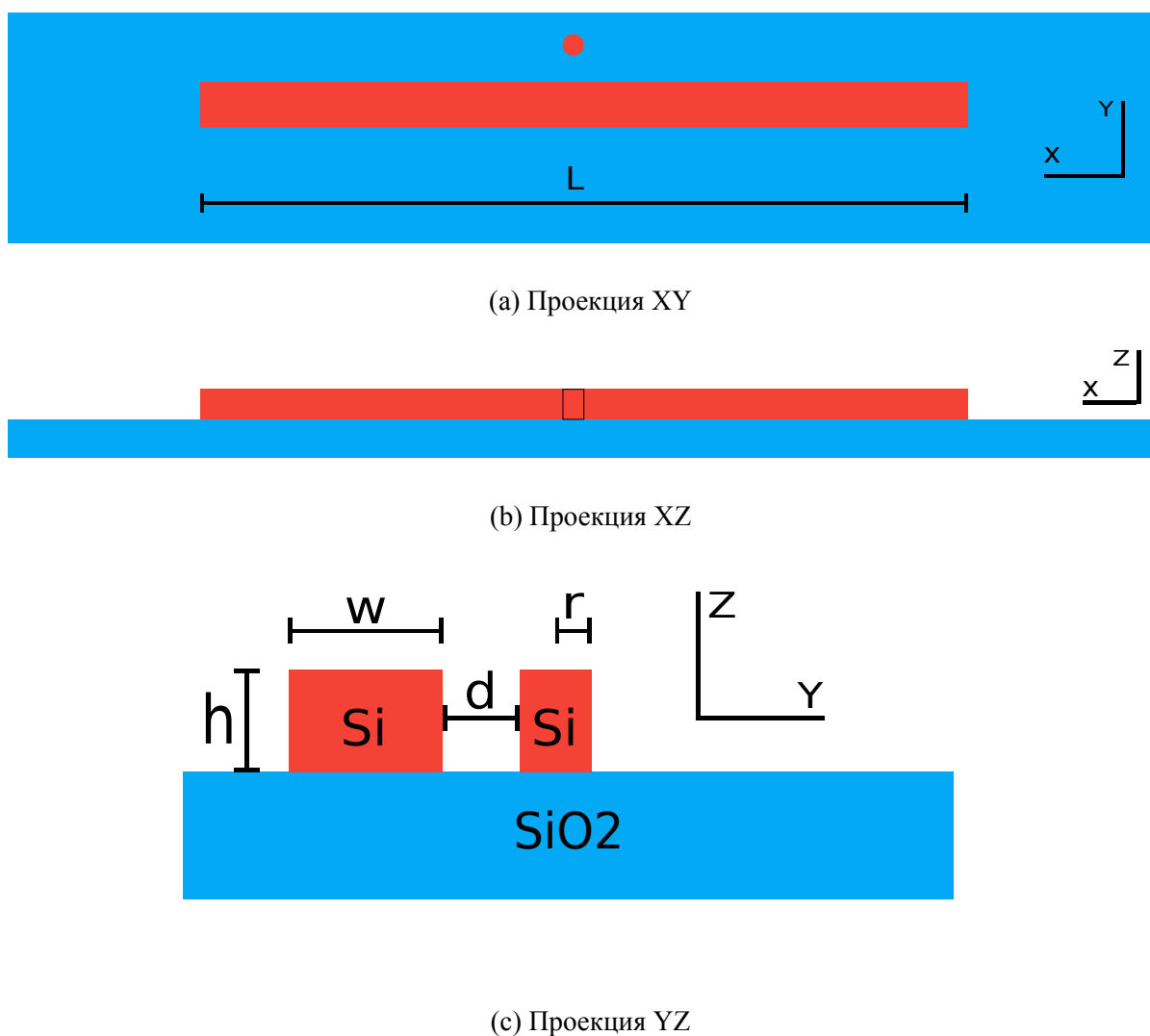
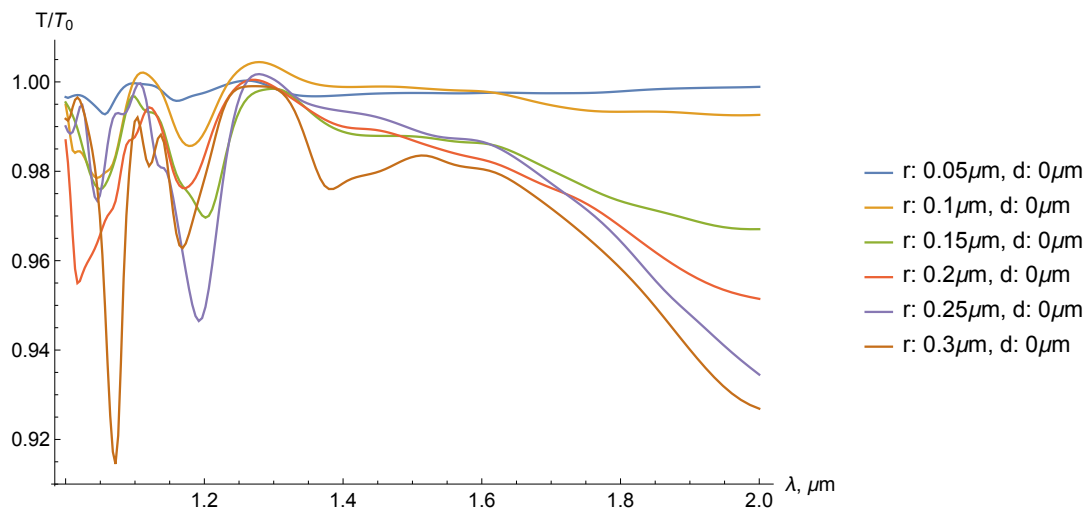


Рис. 4.1. Схематичное изображение исследуемой системы

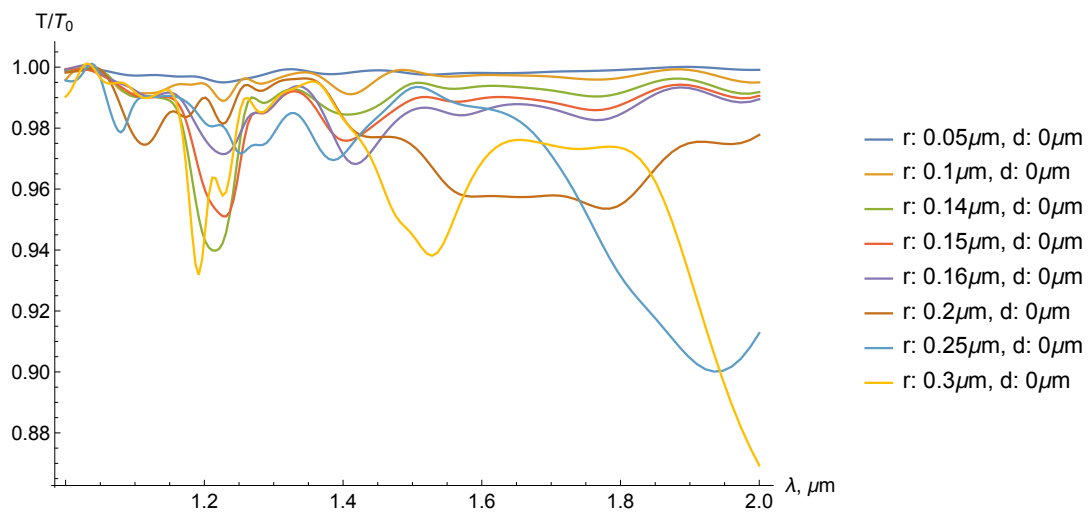
сожалению, при такой конфигурации системы ни для одной из поляризаций не оказалось возможным получить внутри нанодиска распределение локальных полей, отвечающее магнитному резонансу в спектральном диапазоне 1 мкм–2 мкм.

Вышеупомянутое обстоятельство вынудило изменить высоту системы, и таким образом привело к исследованию возможности эффективного возбуждения магнитной моды для наноструктур высотой 0.4 мкм. Так как влияние величины радиуса нанодиска на качественную картину распределения полей внутри него ожидалось более сильным, нежели влияние расстояния между резонатором и волноводом, то в первую очередь была исследована конфигурация системы с наночастицами разных радиусов, вплотную примыкающих к волноводу. Некоторые из спектров пропускания волновода для такого изменения параметров представлены на рисунке 4.2.

При исследовании распределения полей внутри нанодиска для различных радиусов и поляризаций наиболее эффективное резонансное возбуждение магнитной моды было обнаружено для следующих параметров: поляризация пучка перпендикулярна плоскости подложки, радиус нанодиска равен 0.14 мкм. Графики, иллюстрирующие поведение



(а) Поляризация параллельная плоскости подложки



(б) Поляризация перпендикулярная плоскости подложки

Рис. 4.2. Зависимость спектра пропускания от радиуса нанодиска

электрической компоненты поля внутри резонатора для сечения, параллельного плоскости XZ и проходящего через ось симметрии и длины волны равной 1.22 мкм представлены на рисунке 4.3. Видно, что локальное электрическое поле образует замкнутые линии в плоскости XZ , что совпадает с теоретической картиной распределения электрического поля для первой магнитной моды M_{11} , представленной на рисунке 2.1. Это доказывает, что при данной конфигурации системы возможно возбуждение магнитного резонанса внутри нанодиска.

Далее была проведена оптимизация расстояния между волноводом и нанодиском. Некоторые спектры пропускания волновода при различных расстояниях приведены на рисунке 4.4. При этом в качестве оптимального расстояния была выбрана величина -0.01 мкм, то есть диск является утопленным на 10 нм вглубь волновода.

Таким образом были определены оптимальные параметры системы из волновода и связанного с ним нанодиска для возбуждения магнитной моды в резонаторе. Они

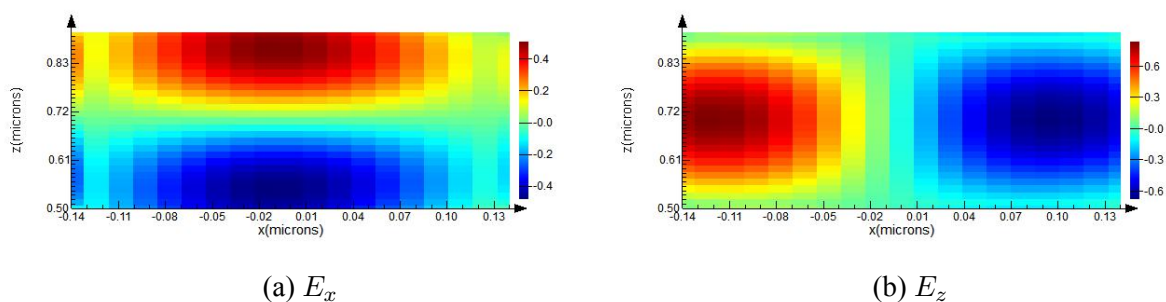


Рис. 4.3. Распределение электрического поля внутри нанодиска при магнитном резонансе

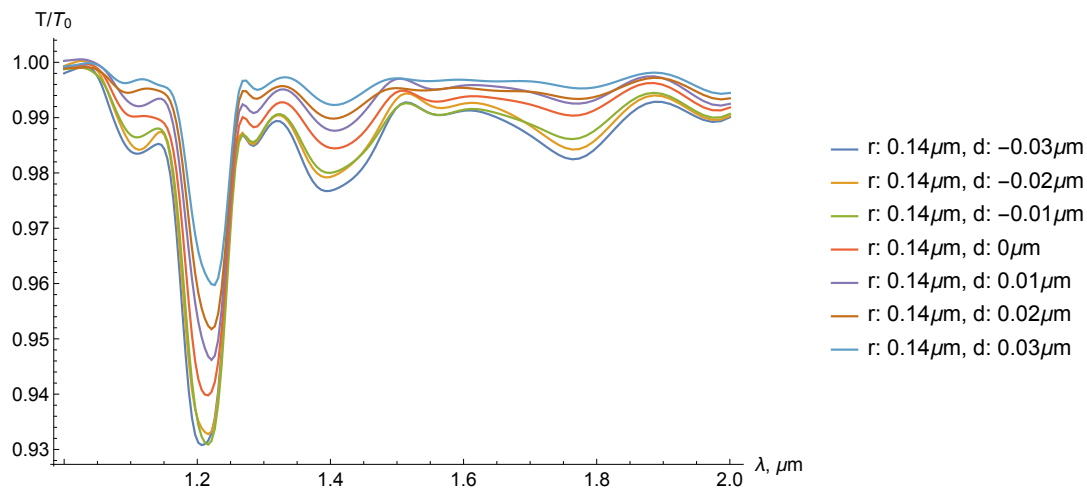


Рис. 4.4. Зависимость спектра пропускания от расстояния между нанодиском и волноводом

приведены в сводной таблице 4.2.

Плоскость поляризации	Радиус нанодиска	Расстояние между диском и волноводом
XZ	0.14 мкм	-0.01 мкм

Таблица 4.2. Эффективные параметры системы для возбуждения магнитного резонанса

4.3 Численный расчёт для системы волновод—массив нанодисков

При расчётах массива нанодисков использовался метод последовательных приближений: зная оптимальную конфигурацию для n дисков, оптимальное решение для системы из $n + 1$ дисков ищется как изначальная система с варьирующимся расстоянием между дисками номер n и $n + 1$. Собственные параметры резонаторов были зафиксированы на оптимальных значениях, представленных в таблице 4.2.

Помимо глубины резонансного провала для потенциального создания оптического

переключателя также важна его "острота", то есть максимальная производная. Глубина провала считалась как разница между минимальным значением и средним от левого и правого края резонанса. Максимальная производная искалась на левой стороне пика, как на более устойчивой к изменению количества резонаторов. Эти два показателя и были основной метрикой, по которой производилась оптимизация конфигурации из нескольких нанодисков.

Для устранения краевых эффектов между крайними дисками и торцами волновода всегда оставлялся зазор длиной не менее 1 мкм. Так как в пространство у одной стороны волновода длиной 10 мкм эффективно умещается 15 нанодисков, то было решено попробовать исследовать конфигурацию, в которой диски находятся с обеих сторон волновода. Моделирование показало, что оптимальной конфигурацией является размещение дисков одной стороны в промежутках между дисками второй стороны.

Ввиду большого количества графиков (более 400) спектров пропускания волновода в зависимости от расстояния между дисками, ограничимся сводными зависимостями глубины пика (рис. 4.5а) и его максимальной производной (рис. 4.5b), а также графиками спектров (рис. 4.6) для наиболее удачных значений расстояния между дисками для каждого из количеств резонаторов.

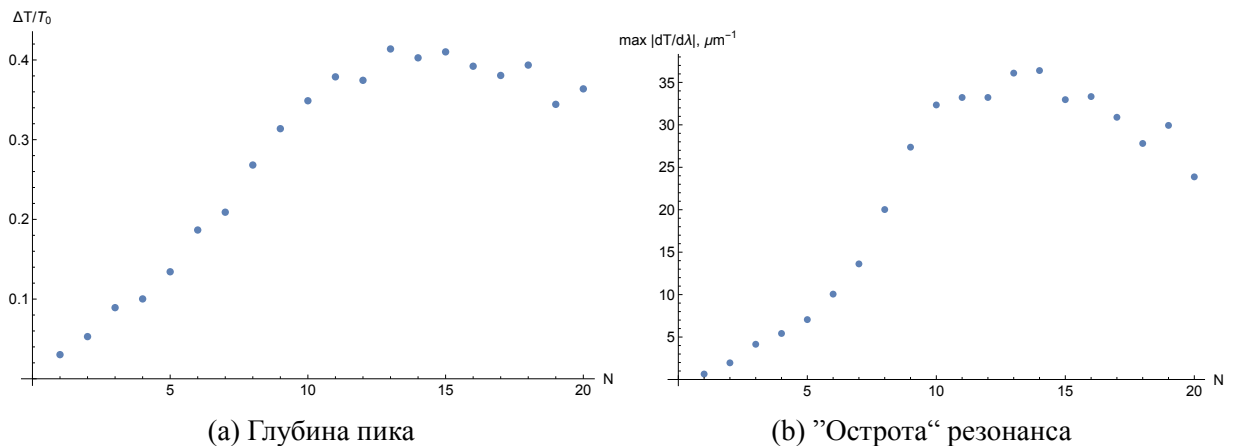


Рис. 4.5. Сводные графики основных метрик

Из вида зависимости метрик от количества связанных с волноводом резонаторов (рис. 4.5) можно заключить, что максимальная эффективность достигается массивом из 13 нанодисков. Вид такой системы показан на рисунке 4.7, а координаты дисков указаны в таблице 4.3. Порядковый номер диска и его X-координата отсчитываются от левого торца волновода.

4.4 Обсуждение

При оптимизации расстояния между волноводом и нанодиском для случая одиночного резонатора оптимальным показателем оказалось -0.01 мкм, то есть диск слегка вдвинут

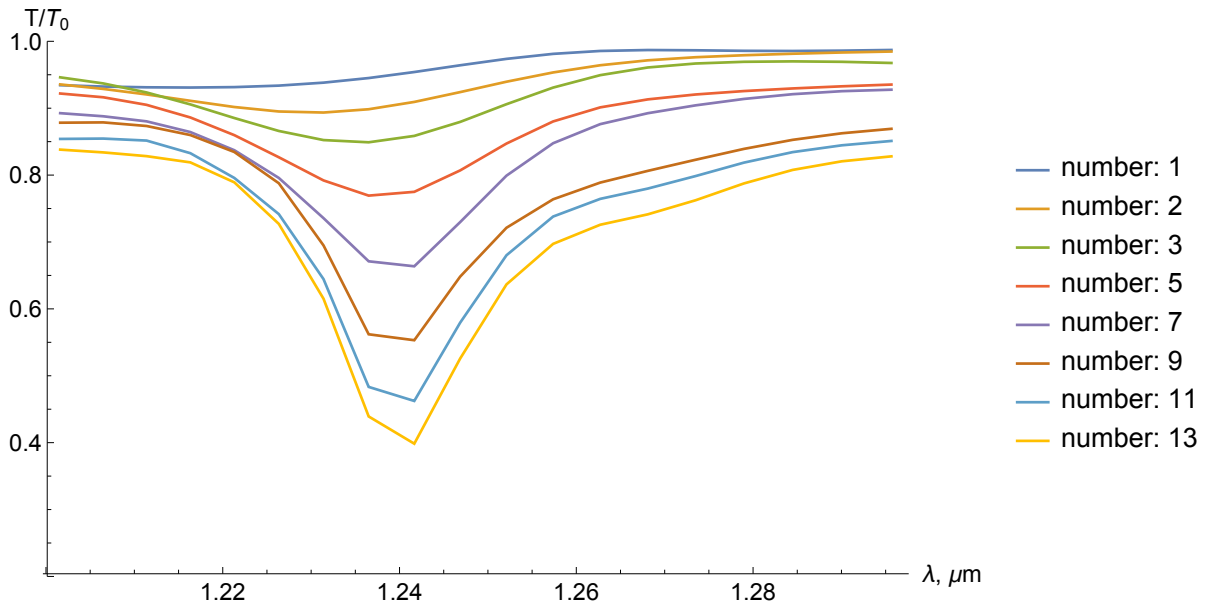


Рис. 4.6. Спектр пропускания волновода в зависимости от количества нанодисков

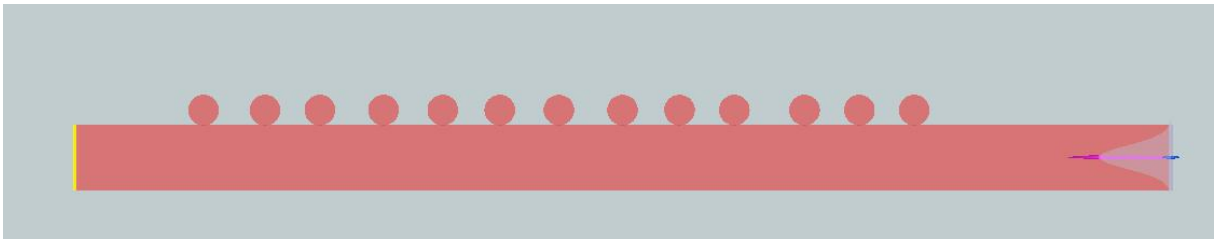


Рис. 4.7. Рассчитанная конфигурация из 13 нанодисков

вглубь волновода. Можно предположить, что в такой конфигурации достигается оптимальный баланс между эффективным проникновением света из волновода в нанодиск и изолированностью резонатора, требуемой для установления в нём резонансных колебаний.

Исследуя отклик массива резонансных наночастиц, связанных с волноводом, был обнаружен ”эффект насыщения“ — после некоторого пограничного значения метрики резонанса перестают улучшаться. Таким образом вероятно показатели, полученные в данной работе для системы из 13 нанодисков, являются предельными и не могут быть значительно улучшены просто путём увеличения количества связанных резонаторов. Возможно однако, что повторив отдельно для каждого диска процедуру оптимизации расстояния между диском и волноводом, получится добиться более высоких показателей.

Интересно сравнить полученную структуру с функциональными аналогами. Так как предполагается использование в фотонных микросхемах, то требуется выбрать метрику, учитывающую не только ”резкость“ резонанса, но и размер структуры. В качестве такой метрики предлагается взять $(dT/d\lambda)_{max}/S$. Тогда чем выше данный показатель, тем более удачна оцениваемая структура. С другой стороны, время отклика структуры $\sim 1/\Delta\omega$ должно быть мало, что также крайне важно в свете потенциального использования в

N	1	2	3	4	5	6
x, мкм	1.18	1.74	2.24	2.82	3.36	3.88
7	8	9	10	11	12	13
4.42	5.00	5.52	6.02	6.66	7.16	7.66

Таблица 4.3. X-координаты нанодисков в наиболее эффективной конфигурации

логических схемах. Результаты сравнения представлены в таблице 4.4.

Сравниваемая структура	$(dT/d\lambda)_{max}/S$, мкм ⁻³	$1/\Delta\omega$, с
Одиночный нанодиск	19.7	$7.8 \cdot 10^{-14}$
Массив нанодисков	19.1	$2.8 \cdot 10^{-13}$
Кольцевой резонатор из Si [26]	$1.3 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^{-11}$
Кольцевой резонатор из Si_3N_4 [28]	$3 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^{-8}$
Дисковый резонатор из Si [30]	$6.7 \cdot 10^2$	$1.0 \cdot 10^{-8}$

Таблица 4.4. Сравнение с функциональными аналогами

По результатам сравнения видно, что несмотря на разницу в 2–3 порядка по основной метрике $(dT/d\lambda)_{max}/S$ не в пользу массива нанодисков, его ожидаемая высокая скорость отклика по прежнему делает его использование в логических фотонных схемах довольно интересным. По формальным показателям система из одного нанодиска, связанного с волноводом, превосходит конфигурацию из 13 нанодисков, однако скромная величина модуляции (5.6%) не позволяет применять её в реальных интегральных фотонных схемах.

5 Заключение

В результате выполнения бакалаврской работы были решены следующие задачи:

- 1) Численно определены оптимальные параметры системы из одного нанодиска, связанного с волноводом, для эффективного возбуждения магнитного резонанса.
- 2) Последовательно численно определены оптимальные параметры системы из нескольких связанных с волноводом нанодисков в зависимости от их количества.
- 3) Рассмотрены как системы с односторонним, так и с двухсторонним расположением дисков относительно волновода.
- 4) Обнаружен "эффект насыщения" резонанса от количества резонаторов и определены предельные характеристики, достижимые на подобной конфигурации.
- 5) Введена метрика и проведено сравнение с существующими решениями, близкими по функциональности.

Ввиду крайне большого количества степеней свободы (по 3 для каждого из 13 нанодисков), задачу создания эффективного оптического переключателя на основе массива нанодисков не представляется возможным решить банальным перебором. Используемый в данной работе метод последовательных приближений является довольно простым, однако даже с его помощью возможно показать основные качественные характеристики поведения системы. В перспективе, используя модифицированные для массива Ми-резонансных нанодисков алгоритмы и методы, упомянутые в части 2.6, станет возможной реализация сверхбыстрого и компактного оптического переключателя в интегральном исполнении.

Список литературы

- [1] Zhang Shu, Yin Leilei, Fang Nicholas. Focusing Ultrasound with an Acoustic Metamaterial Network // Physical Review Letters. — 2009. — Vol. 102. — P. 194301.
- [2] Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // Успехи физических наук. — 1967. — Т. 6. — С. 517–526.
- [3] Сивухин Д. В. Об энергии электромагнитного поля в диспергирующих средах. // Оптика и спектроскопия. — 1957. — Т. 3. — С. 308.
- [4] Pendry J. B. Negative refraction makes a perfect lens // Physical Review Letters. — 2000. — Vol. 85. — P. 3966–3969.
- [5] Grbic Anthony, Eleftheriades George V. Overcoming the Diffraction Limit with a Planar Left-Handed Transmission-Line Lens // Physical Review Letters. — 2004. — Vol. 92. — P. 117403.
- [6] Mie Gustav. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // Annalen der Physik. — 1908. — Vol. 330. — P. 377–445.
- [7] Bohren Craig F., Huffman Donald R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. — Weinheim, Germany : Wiley-VCH Verlag GmbH, 1998.
- [8] Lewin L. The electrical constants of a material loaded with spherical particles // Journal of the Institution of Electrical Engineers-Part III: Radio and Communication Engineering. — 1947. — Vol. 94. — P. 65–68.
- [9] Modeling of isotropic backward-wave materials composed of resonant spheres / L. Jylhä, I. Kolmakov, S. Maslovski, S. Tretyakov // Journal of Applied Physics. — 2006. — Vol. 99. — P. 043102.
- [10] Mie resonance-based dielectric metamaterials / Qian Zhao, Ji Zhou, Fuli Zhang, Didier Lippens // Materials Today. — 2009. — Vol. 12. — P. 60–69.
- [11] Realizing optical magnetism from dielectric metamaterials / James C. Ginn, Igal Brener, David W. Peters et al. // Physical Review Letters. — 2012. — Vol. 108. — P. 097402.
- [12] Shalaev Vladimir M. Optical negative-index metamaterials // Nature Photonics. — 2007. — Vol. 1. — P. 41–48.

- [13] Magnetic metamaterials at telecommunication and visible frequencies / C. Enkrich, M. Wegener, Stefan Linden et al. // *Physical Review Letters*. — 2005. — Vol. 95. — P. 203901.
- [14] Second-harmonic generation from magnetic metamaterials. / Matthias W Klein, Christian Enkrich, Martin Wegener, Stefan Linden // *Science*. — 2006. — Vol. 313. — P. 502–504.
- [15] Optical properties of spherical gold mesoparticles / Andrey B. Evlyukhin, A. I. Kuznetsov, S. M. Novikov et al. // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. — 2012. — Vol. 106. — P. 841–848.
- [16] Magnetic-field enhancement in gold nanosandwiches. / T Pakizeh, M S Abrishamian, N Granpayeh et al. // *Optics express*. — 2006. — Vol. 14. — P. 8240–8246.
- [17] Contribution of the magnetic resonance to the third harmonic generation from a fishnet metamaterial / J. Reinhold, M. R. Shcherbakov, A. Chipouline et al. // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 86. — P. 115401.
- [18] Gantzounis G., Stefanou N., Papanikolaou N. Optical properties of periodic structures of metallic nanodisks // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 77. — P. 035101.
- [19] Loss-free and active optical negative-index metamaterials. / Shumin Xiao, Vladimir P. Drachev, Alexander V. Kildishev et al. // *Nature*. — 2010. — Vol. 466. — P. 735–738.
- [20] Micrometer-scale cubic unit cell 3D metamaterial layers / D. Bruce Burckel, Joel R. Wendt, Gregory A. Ten Eyck et al. // *Advanced Materials*. — 2010. — Vol. 22. — P. 5053–5057.
- [21] Demonstration of magnetic dipole resonances of dielectric nanospheres in the visible region / Andrey B. Evlyukhin, Sergey M. Novikov, Urs Zywietz et al. // *Nano Letters*. — 2012. — Vol. 12. — P. 3749–3755.
- [22] Magnetic light / Arseniy I Kuznetsov, Andrey E. Miroshnichenko, Yuan Hsing Fu et al. // *Scientific reports*. — 2012. — Vol. 2. — P. 492.
- [23] Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks / Isabelle Staude, Andrey E. Miroshnichenko, Manuel Decker et al. // *ACS Nano*. — 2013. — Vol. 7. — P. 7824–7832.
- [24] Near-Field Mapping of Optical Modes on All-Dielectric Silicon Nanodisks / Terefe Getaneh Habteyes, Isabelle Staude, Katie E. Chong et al. // *ACS Photonics*. — 2014. — Vol. 1. — P. 794–798.

- [25] Optical spectroscopy of single Si nanocylinders with magnetic and electric resonances. / Andrey B. Evlyukhin, René Lynge Eriksen, Wei Cheng et al. // Scientific Reports. — 2014. — Vol. 4. — P. 4126.
- [26] All-optical control of light on a silicon chip / R. Almeida Vilson, A. Barrios Carlos, R. Panepucci Roberto, Michal Lipson // Nature. — 2004. — Vol. 431. — P. 1081–1084.
- [27] Kippenberg T. J., Spillane S. M., Vahala K. J. Kerr-nonlinearity optical parametric oscillation in an ultrahigh-Q toroid microcavity // Physical Review Letters. — 2004. — Vol. 93. — P. 083904.
- [28] Gondarenko Alexander, Levy Jacob S., Lipson Michal. High confinement micron-scale silicon nitride high Q ring resonator. // Optics Express. — 2009. — Vol. 17. — P. 11366.
- [29] Ultrahigh-Q Tunable Whispering-Gallery-Mode Microresonator / M. Pöllinger, D. O'Shea, F. Warken, A. Rauschenbeutel // Physical Review Letters. — 2009. — Vol. 103. — P. 053901.
- [30] Soltani Mohammad, Yegnanarayanan Siva, Adibi Ali. Ultra-high Q planar silicon microdisk resonators for chip-scale silicon photonics. // Optics express. — 2007. — Vol. 15. — P. 4694–4704.
- [31] Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. — 1966. — Vol. 14. — P. 302–307.
- [32] Gondarenko Alexander, Lipson Michal. Low modal volume dipole-like dielectric slab resonator // Optics Express. — 2008. — Vol. 16. — P. 17689–17694.
- [33] Kao C Y, Osher S, Yablonovitch E. Maximizing band gaps in two-dimensional photonic crystals by using level set methods // Appl Phys B. — 2005. — Vol. 81. — P. 235–244.
- [34] Optimization of aperiodic dielectric structures / Philip Seliger, Mohammad Mahvash, Chunming Wang, A. F J Levi // Journal of Applied Physics. — 2006. — Vol. 100. — P. 034310.
- [35] Design of robust and efficient photonic switches using topology optimization / Y. Elesin, B. S. Lazarov, J. S. Jensen, O. Sigmund // Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications. — 2012. — Vol. 10. — P. 153–165.
- [36] Inverse design and demonstration of a compact and broadband on-chip wavelength demultiplexer / Alexander Y Piggott, Jesse Lu, Konstantinos G Lagoudakis et al. // Nature Photonics. — 2015. — Vol. 9. — P. 374–377.