

Сапегин Александр Андреевич

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДОВ НА ДИСКРЕТНЫХ
НАНОРАЗМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ**

Специальность 2.2.2. – Электронная компонентная база
микро- и нанoeлектроники, квантовых устройств

Автореферат диссертации

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Акционерном обществе «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники» (АО «НИИМЭ»).

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук Барабаненков Михаил Юрьевич

Официальные оппоненты:

канд. физ.-мат. наук Шорохов Александр Сергеевич, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» (МГУ), доцент кафедры нанофотоники

д-р физ.-мат. наук Светухин Вячеслав Викторович, Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Научно-производственный комплекс "Технологический центр" (НПК ТЦ), директор

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук (ИФТТ РАН), г. Черноголовка

Защита состоится «02» июля 2024 года в 11-00 часов на заседании диссертационного совета 24.1.106.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук по адресу: 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 6, ИПТМ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИПТМ РАН и на сайте:
http://www.iptm.ru/tes_council/diss.ru.html

Автореферат разослан «__» _____ 2024 года

Ученый секретарь
диссертационного совета 24.1.106.01,
канд. физ.-мат. наук

Д.М. Коротичкая-Седловец

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Предметом диссертационной работы являются линейные конечные цепочки субволновых электродинамически связанных резонаторов. В качестве резонаторов рассматриваются немагнитные изотропные сферические частицы с комплексной диэлектрической проницаемостью. Распространение возбуждения по цепочке частиц, функционирующей как волновод, при возбуждении крайней частицы (частиц) рассчитывается на основе системы уравнений для самосогласованных токов, возбуждаемых в частицах за счет их волнового взаимодействия, выведенное в приближении ближайших соседей, и на основе соотношения для коллективного сечения экстинкции плотного линейного ансамбля частиц.

Актуальность темы

Прогресс во многих областях науки и техники напрямую связан со скоростью передачи и обработки информации. Одним из возможных путей дальнейшего повышения производительности вычислительных систем выступает технология интегральной фотоники, базовым элементом которой является полосковый волновод. Фундаментальные преимущества оптических информационных линий, в том числе в виде полосковых волноводов, интегрируемых в структуры микроэлектроники состоят в (а) отсутствии паразитных емкостных и индуктивных эффектов; (б) полном решении проблемы согласования импеданса в электронных цепях, (в) резком уменьшении рассеиваемой мощности, (г) использовании спектрального мультиплексирования, (д) повышении частотного порога дисперсионного расплывания электромагнитного (ЭМ) сигнала. В итоге, за счёт использования технологий интегральной фотоники, динамический частотный диапазон электронных ИС может быть расширен на 3-4 порядка вплоть до 10^{15} Гц.

В настоящее время полосковые волноводы, пересечения волноводов и другие элементы коммутации на их основе уже нашли применения в первых фотонных ИС (ФИС) (Intel, GlobalFoundries, IBM). Однако, перекрестные помехи близкорасположенных стандартных полосковых волноводов ограничивают

степень интеграции ФИС. Для устранения перекрестных помех был предложен переход от классических объемных волноводных мод к структурам, поддерживающим более поперечно локализованные поверхностные ЭМ волны типа поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). Оказалось, что ППП на телекоммуникационной длине волны 1.55 мкм распространяются вдоль металлодиэлектрического волновода до 3 мм в теории и до 500 мкм в эксперименте. Затухание происходит вследствие существенных омических потерь ЭМ волны в металлической части волновода.

Альтернативным подходом, являющимся предметом данной диссертации, выступают дискретные волноводы, состоящие из нанорезонаторов, связанных волновым образом. Последние известны как Coupled Resonator Optical Waveguide (CROW). Они имеют ряд преимуществ по сравнению с регулярными волноводами. Во-первых, возможна реализация изгибов CROW под большими углами с малыми потерями и практически без отражений. Во-вторых, возможна реализация компактных оптических линий задержки, т.к. CROW имеет способность значительно замедлять оптическую волну, т.н. медленный свет. В-третьих, возможно усиление нелинейных эффектов вследствие низкой групповой скорости и существенных амплитуд светового поля в локализованных модах. В-четвертых, если при изготовлении нанопроволок достаточной длины имеются существенные технологические сложности, то к настоящему времени разработаны эффективные и достаточно дешевые приемы изготовления цепочек наночастиц различной геометрии и длины – от димеров до протяженных областей.

Электромагнитные свойства дискретных волноводов рассмотрены во множестве научных публикаций. Среди них можно указать несколько работ, в которых численно рассчитывается распределение поля внутри и вне частиц волноводов. Данная работа является актуальной, поскольку её результаты получены с помощью достаточно простых алгебраических уравнений, являющихся следствием упрощения при физически понятных допущениях сложных уравнений наиболее общей и последовательной теории многократного рассеяния

классических волновых полей в плотных средах, состоящих из резонансных рассеивателей.

Цель работы: исследование распространения электромагнитного возбуждения вдоль конечной линейной цепочки немагнитных изотропных диэлектрических или металлических сферических малых в масштабе длины волны частиц при возбуждении крайней или двух крайних частиц внешним коллимированным электромагнитным излучением, поляризованным перпендикулярно оси цепочки.

Задачи исследования

Решение задачи о распространении электромагнитного (ЭМ) возбуждения вдоль конечной периодической линейной цепочки немагнитных изотропных диэлектрических или металлических наночастиц, взаимодействующих волновым образом, провести на основе уравнения для наведенных в частицах самосогласованных токов. Это уравнение выведено ранее методом квантово-механического квази-сепарабельного T-оператора рассеяния в теории многократного рассеяния ЭМ волн в плотных ансамблях частиц произвольного размера и формы. Для получения аналитических результатов ограничиться учетом электрического дипольного взаимодействия ближайших соседей цепочки. В работе поставлены следующие задачи:

- в приближении волнового взаимодействия ближайших соседей рассчитать самосогласованные токи, возбуждаемые в конечной линейной цепочке малых металлических или диэлектрических частиц сферической формы с учетом частотной дисперсии диэлектрической проницаемости ряда материалов частиц;
- исследовать точное резонансное условие формирования неизлучающей моды дальнего распространения с точки зрения возбуждения собственных мод димера;
- рассчитать и сопоставить условия формирования неизлучающей моды дальнего распространения вдоль цепочки металлических и диэлектрических частиц на примере частиц золота и кремния;

- провести расчеты радиационных потерь в линейной цепочке частиц посредством расчета коллективного сечения экстинкции цепочки в приближении ближайших соседей;
- провести расчеты токов, наведенных в частицах короткой цепочки, при возбуждении двух крайних частиц цепочки;
- рассчитать в первом порядке теории возмущений вклад волнового взаимодействия дальних соседей цепочки в амплитуду токов, наведенных в частицах линейной цепочки.

Научная новизна

1. На основе аналитического исследования резонансного поведения комплексного параметра волнового взаимодействия соседних частиц впервые показано, что мода дальнего распространения, возбуждаемая перпендикулярно поляризованным светом в линейной конечной цепочке сферических металлических частиц с дипольным взаимодействием ближайших соседей, отсутствует в цепочке диэлектрических /полупроводниковых частиц.
2. Впервые дано физическое объяснение связи условия появления моды дальнего распространения электромагнитного возбуждения в цепочке частиц с дипольным взаимодействием ближайших соседей с условием возбуждения собственных мод димера.
3. Впервые в первом порядке теории возмущений показан относительный вклад электрического дипольного волнового взаимодействия дальних соседей в амплитуду моды дальнего распространения в линейной цепочке частиц.
4. Впервые предложен принцип функционирования цепочки частиц в режиме оптического компаратора. В частности, установлен характер зависимости токов, наведенных в короткой цепочке кремниевых частиц, от отношения амплитуд электрического поля в двух пучках электромагнитного излучения, возбуждающих крайние частицы цепочки.

Научная и практическая значимость

Научная значимость работы заключается в качественном и количественном объяснении условий появления неизлучающей моды дальнего распространения электромагнитного возбуждения в цепочках частиц. Кроме того, рассчитан и показан вклад волнового взаимодействия дальних соседей в амплитуду неизлучающей моды в линейной цепочке частиц. **Практическая ценность результатов диссертации** заключается в том, что математическая модель и её программная реализация позволяют дать численные оценки возможности дальнего распространения неизлучающей моды или реализации режима оптического компаратора в цепочках частиц различных материалов. Данные результаты могут быть полезны экспериментальным научным группам для создания волноводов и систем оптических межсоединений на основе линейных цепочек наночастиц.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Электромагнитная мода дальнего распространения, возбуждаемая перпендикулярно поляризованным светом в линейной конечной цепочке малых сферических изотропных немагнитных металлических частиц, с электрическим дипольным взаимодействием ближайших соседей, отсутствует в цепочке диэлектрических /полупроводниковых частиц.
2. Точное резонансное условие формирования моды дальнего распространения в цепочке малых сферических частиц с дипольным взаимодействием ближайших соседей совпадает с условием возбуждения собственных мод пары частиц (димера).
3. При электромагнитном возбуждении двух крайних частиц короткой цепочки, можно так подобрать число частиц, что величины возбуждаемых в частицах токов будут линейным образом зависеть от соотношения амплитуд возбуждающих пучков.
4. Вклад взаимодействия дальних соседей в величины наведенных токов в частицах линейной цепочки практически не зависит от номера частицы в цепочке, за исключением осциллирующего характера вклада на краях

цепочки, где взаимодействие дальних частиц обуславливает уменьшение амплитуды токов по сравнению с учетом только взаимодействия ближайших соседей.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные положения и выводы диссертации доложены на 5 международных и 4 всероссийских научных конференциях:

1. Российская конференция и школа молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники "ФОТОНИКА 2017", доклад: «Моделирование элементов интегрированных структур радиофотоники», 11-15 сентября 2017 г., Новосибирск, Россия;
2. Международный форум "Микроэлектроника-2017". 3-я Международная научная конференция "Электронная компонентная база и электронные модули", доклад: «Интегрированные в структуры микроэлектроники волноводы на дискретных наноразмерных элементах», 2-7 октября 2017, Алушта, Россия;
3. 60-ая Всероссийская научная конференция МФТИ, доклад: «Применение волноводных пересечений с использованием дискретных элементов в интегральной фотонике», 20-26 ноября 2017, Долгопрудный, Россия;
4. Международная конференция "Micro- and Nanoelectronics – 2018" (ICMNE-2018), доклад: «Theory and numerical modeling of nanoresonators, discrete waveguides, and modulators of planar radio-photonic assemblies», 1-5 октября 2018, Звенигород, Россия;
5. Международная конференция Nanophotonics and Micro/Nano Optics 2019 "NANOP 2019", доклад: «Linear chain of nanoparticles for two optical signals processing», 4-6 сентября 2019, Мюнхен, Германия;
6. Международный форум "Микроэлектроника-2019". 5-я Международная научная конференция "Электронная компонентная база и электронные модули", доклад: «Субволновой интерферометр Фабри – Перо на основе

линейной цепочки наночастиц», 30 сентября – 5 октября 2019, Алушта, Россия;

7. XXI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, доклад: «Оптический компаратор на основе цепочки наночастиц», 25–29 ноября 2019, Санкт-Петербург, Россия
8. Международный форум "Микроэлектроника-2020". 6-я Международная научная конференция "Электронная компонентная база и электронные модули", доклад: «Физические принципы построения оптической нанометки на основе треугольного кластера наночастиц», 28 сентября – 3 октября 2020, Алушта, Россия;
9. Российская конференция и школа молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники (с участием иностранных ученых) «ФОТОНИКА 2023», доклад: «Резонансное поведение коллективного сечения экстинкции треугольного кластера малых частиц с электрическим дипольным рассеянием», Новосибирск, 4-8 сентября 2023 г.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 13 научных работах, в том числе в 9 тезисах докладов конференций и 4 статьях. Из них, в список ВАК входят 2 публикации, индексируются системами Web of Science (Core Collection) и Scopus – 2 публикации.

Личный вклад соискателя. Разработка физико-математической модели, весь объем численного моделирования и обработка полученных результатов выполнялись автором лично. В том числе, автором выполнено аналитическое исследование режимов распространения электромагнитного возбуждения, разработка и реализация численных алгоритмов; автором предложен принцип функционирования цепочки частиц в режиме оптического компаратора, проведены численные расчеты зависимости амплитуд токов в таком компараторе. Автор

выражает благодарность научному руководителю в части постановки исследовательских задач, ценных замечаний и исправлений.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка литературы. Диссертация изложена на 128 страницах, содержит 53 рисунка, 2 таблицы и 4 приложения. Список литературы содержит 140 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулирована цель работы и основные задачи, показана научная новизна и практическая значимость работы, сформулированы положения, выносимые на защиту, указан личный вклад автора, приводятся сведения об апробации работы, публикациях, структуре и объеме диссертации.

В первой главе представлен аналитический обзор теоретических и экспериментальных исследований по тематике диссертационной работы, изложено их современное состояние и перспективы развития.

В обзоре кратко описаны ограничения современных электронных схем [1], обсуждается место интегральной фотоники и возможности использования оптических компонентов в электронных интегральных схемах. Далее, в обзоре рассматриваются преимущества и недостатки основных технологических платформ интегральной фотоники [2], обсуждаются фундаментальные ограничения и современное технологическое состояние кремниевой фотоники [3].

Кроме того, в обзоре рассматриваются перспективы построения волноводных линий на основе поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), подробно раскрываются теоретические [4] и экспериментальные [5] ограничения длин пробега ППП в компактных плазмонных волноводах.

Логическим продолжением обзора выступает подраздел о дискретных волноводах на основе связанных волновым образом нанорезонаторов (CROW) [6].

Рассматриваются различные реализации CROW-волноводов, их преимущества и недостатки в сравнении с классическими интегральными и ППП волноводными линиями.

Глава завершается ретроспективой развития теоретических подходов к проблеме рассеяния электромагнитных (ЭМ) волн на ансамблях частиц в части применения этих подходов к задаче о дискретных волноводах. Рассмотрены такие подходы как, (а) теория векторного рассеяния классического поля на основе потенциалов Дебая и техники функции Грина для учета эффектов многократного рассеяния в ансамбле N частиц (1963 – 1984 гг.), (б) теория рассеяния Ми модифицированная на основе теоремы сложения сферических гармоник и проекционной техники (1982 – 1998 гг.), (в) метод «порядка рассеяния» (1988 – 1991 гг.), (г) формализм матрицы Ватермана (1989 г.), (д) формализм многоцентрового рассеяния (1995 – 2010 гг.), (е) рекурсивный метод с использованием Т-матрицы Швингера (1993 г.), (ж) метод полилогарифмов в задаче дисперсии в плазмонных цепочках (2006 г.). Особое место в обзоре отводится рассмотрению метода квантово-механического квази-сепарабельного Т-оператора рассеяния [7] в теории многократного рассеяния ЭМ волн в плотных ансамблях частиц произвольной формы для решения задач распространения ЭМ возбуждения вдоль периодической конечной линейной цепочки немагнитных изотропных малых частиц, взаимодействующих волновым образом, так как большинство результатов исследования получено с использованием данного метода.

Во второй главе формулируется задача о распространении ЭМ возбуждения вдоль конечной $j = 1, 2, \dots, N$ линейной периодической цепочки металлических или диэлектрических частиц и приводятся основные уравнения для решения задачи. Рассматривается случай частиц сферической формы радиуса r_0 . Частицы считаются малыми $2r_0 \ll \lambda_0$ в масштабе длины волны возбуждающего излучения. Предполагается, что только крайняя частица цепочки возбуждается

коллимированным линейно поляризованным ЭМ лучом, электрическое и магнитное поля которого даются формулами

$$\vec{E}^{(0)}(\vec{r}) = E^{(0)}(\vec{r}_\perp^0) \vec{e}_0 \exp(ik_0 \vec{s}_0 \vec{r}), \quad \vec{H}^{(0)}(\vec{r}) = \varepsilon_0^{1/2} \vec{s}_0 \times \vec{E}^{(0)}(\vec{r}) \quad (1)$$

Единичные векторы \vec{e}_0 и \vec{s}_0 задают направления поляризации и распространения волны соответственно; $k_0 = \omega / c = 2\pi / \lambda_0$ – волновое число ЭМ волны в вакууме; ω – круговая частота; c – фазовая скорость света.

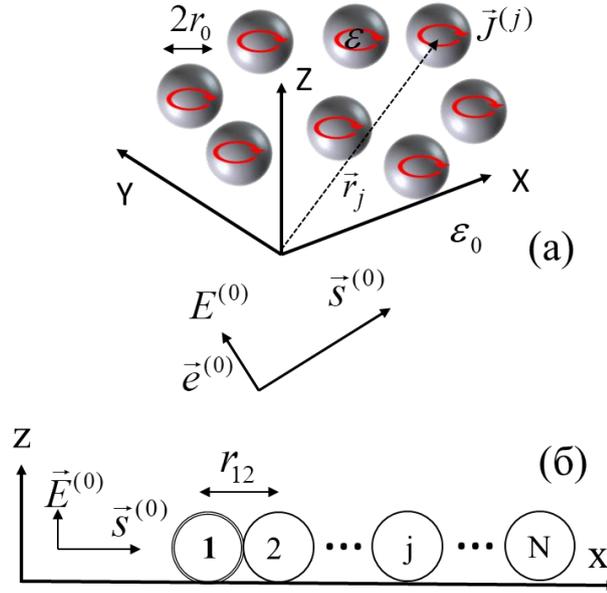


Рисунок 1 – (а) Схематическое изображение задачи о рассеянии ЭМ волны на случайном ансамбле сферических частиц и (б) частный случай плотной упаковки N частиц вдоль оси x . Поляризованной вдоль оси z волной возбуждается крайняя левая частица цепочки.

Амплитуда $E^{(0)}(\vec{r}_\perp^0)$ задается в сечении пучка $\vec{r}_\perp^0 = \vec{r} - (\vec{r} \vec{s}_0) \vec{s}_0$. Система уравнений для плотности $\vec{J}^{(j)}(\vec{r})$ самосогласованных электрических токов, возбуждаемых в частицах (рис.1(а)), имеет вид [7]

$$\vec{J}^{(j)}(\vec{r}) = \vec{J}_{(1)}^{(j)}(\vec{r}) + \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' \vec{T}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_j, \vec{r}' - \vec{r}_j) \vec{G}^{(0)}(\vec{r}' - \vec{r}'') \sum_{j' \neq j=1}^N \vec{J}^{(j')}(\vec{r}'') \quad (2a)$$

Здесь $\bar{\bar{T}}^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}')$ – тензорный квантово-механический Т- оператор рассеяния электрического волнового поля изолированной частицей произвольной формы и размера, $\vec{J}^{(j)}_{(1)}(\vec{r})$ – плотность электрического тока в изолированной частице

$$\vec{J}^{(j)}_{(1)}(\vec{r}) = \int d\vec{r}' \bar{\bar{T}}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_j, \vec{r}' - \vec{r}_j) \vec{E}^{(0)}(\vec{r}') , \quad (2б)$$

$\bar{\bar{G}}^{(0)}(\vec{r})$ – тензорная функция Грина электрического поля в свободном пространстве

$$\bar{\bar{G}}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}') = \left(\bar{\bar{I}} + \frac{1}{k_0^2} \nabla \nabla \right) G_0(\vec{r} - \vec{r}') , \quad (3)$$

$G_0(r) = \exp(ik_0 r) / (-4\pi r)$ – скалярная функция Грина свободного пространства, $\bar{\bar{I}}$ – единичный диадик. Интегрирование в (2) проводится по всей области Ω , занимаемой частицами.

Оператор рассеяния малой сферической частицы $k_0 r_0 \ll 1$ в дипольном электрическом приближении имеет вид [7]

$$\bar{\bar{T}}^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}') = \tilde{t} \delta(\vec{r}) \delta(\vec{r}') \bar{\bar{I}} \quad (4)$$

и выражается через $\tilde{t} = -4\pi k_0^2 \eta$ амплитуду рассеяния уединенной частицы, где $\eta = (3i/2k_0^3) a_{(M)1}$ – поляризуемость частицы, $a_{(M)1}$ – парциальный коэффициент рассеяния теории Ми. Учитывая, что подстановка (4) в (2б) дает после интегрирования

$$\vec{J}^{(j)}_{(1)}(\vec{r}) = \tilde{t} \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \vec{E}^{(0)}(\vec{r}_j) , \quad (5)$$

решение (2) ищем в виде

$$\vec{J}^{(j)}(\vec{r}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \vec{e}_0 J^{(j)} \quad (6)$$

Скалярные амплитуды токов $J^{(j)}$ не зависят от положения частиц. Подстановка (6) приводит (2) к виду

$$I^{(j)} = a_j + \sum_{j=1}^N \sum_{j' \neq j=1}^N a_{jj'} I^{(j')} \quad (7)$$

Здесь введены следующие обозначения

$$J^{(j)} = \tilde{t} I^{(j)} / E^{(0)}(0) \equiv \tilde{t} \hat{I}^{(j)} , \quad \hat{a}_j = \exp(ik_0 \vec{s}_0 \vec{r}_j) E^{(0)} \left(\left(\vec{r}_j - \vec{r}_1^0 \right)_\perp \right) / E^{(0)}(0) \quad (8a)$$

$$a_{jj'} = g_t(r_{jj'}) - [g_t(r_{jj'}) - g_\ell(r_{jj'})](\vec{e}_0 \vec{s}_{jj'})^2 \quad (8б)$$

$$g_t(r) = \tilde{t} \left(1 + \frac{i}{k_0 r} - \frac{1}{k_0^2 r^2} \right) G_0(r) \quad , \quad g_\ell(r) = \tilde{t} \left(-\frac{2i}{k_0 r} + \frac{2}{k_0^2 r^2} \right) G_0(r) \quad (8в)$$

$$\vec{r}_{jj'} = \vec{r}_j - \vec{r}_{j'} \quad , \quad \vec{s}_{jj'} = \vec{r}_{jj'} / r_{jj'} \quad (8г)$$

Сечение экстинкции ансамбля частиц определяется в [8] как

$$Q_{ext} = \left[W^{(s)} + W^{(a)} \right] / \left| \vec{\Pi}^{(0)} \right| \quad (9)$$

отношение скорости диссипации энергии пучка вследствие поглощения $W^{(a)}$ и рассеяния $W^{(s)}$ частицами к потоку энергии, падающему в единицу времени на единичную площадку сечения области ансамбля частиц. Для скорости диссипации энергии и вектора Пойнтинга пучка (1) получены выражения [9, A2]

$$W^{(s)} + W^{(a)} = -\frac{c^2}{8\pi\omega} \text{Im} \int_{\Omega} d\vec{r} \vec{E}^{(0)*}(\vec{r}) \vec{J}(\vec{r}) \quad (10а)$$

$$\vec{\Pi}^{(0)} = \frac{c\varepsilon_0^{1/2}}{8\pi} \left[E^{(0)}(\vec{r}_\perp^0) \right]^2 \vec{s}_0 \quad (10б)$$

В правой части (10а) символ «Im» обозначает мнимую часть, а символ «*» – комплексное сопряжение. Плотность тока $\vec{J}(\vec{r})$ равна сумме

$$\vec{J}(\vec{r}) = V(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^N \vec{J}^{(j)}(\vec{r}) \quad , \quad V(\vec{r}) = -\frac{\omega^2}{c^2} \left[\hat{\varepsilon}(\vec{r}) - \varepsilon_0 \right] \quad , \quad (11)$$

самосогласованных токов в частицах [7] и имеет физический смысл полного наведенного тока, т.е. суммы плотности токов проводимости $\sigma_{cond} \vec{E}$ и поляризации $(\omega/4\pi i)(\varepsilon - \varepsilon_0)$. Эффективный рассеивающий потенциал $V(\vec{r})$ задается через неоднородную диэлектрическую проницаемость среды $\hat{\varepsilon}(\vec{r})$, которая равна комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\varepsilon'' = 4\pi\sigma_{cond} / \omega$ внутри частиц и постоянной диэлектрической проницаемости окружающей среды ε_0 вне частиц.

Пусть малые сферические частицы расположены вдоль оси x прямоугольной системы координат xuz с расстоянием r_{12} между соседними частицами (рис.1(б)). Падающий луч распространяется параллельно оси цепочки с вектором поляризации вдоль оси z . Амплитуда пучка (1) $E^{(0)}\left(\left(\vec{r}-\vec{r}_1\right)_\perp^0\right)$ отлична от нуля только при малых величинах $\left(\vec{r}-\vec{r}_1\right)_\perp^0$. Тогда из (9)-(11) получим для коллективного сечения экстинкции [A2]

$$Q_{ext} = -\frac{1}{k_0 E^{(0)}(0)} \operatorname{Im} \left[\exp(-ik_0 \vec{s}_0 \vec{r}_1) \vec{e}_0 \hat{J}^{(1)}(k_0 \vec{s}_0) \right] \quad (12)$$

где $\hat{J}^{(1)}(\vec{k})$ – Фурье образ плотности тока $\hat{J}^{(1)}(\vec{r}-\vec{r}_1)$, возбужденного в первой частице. Равенство (12) показывает, что только первая частица длинной цепочки делает вклад в коллективное сечение экстинкции. Вклад остальных частиц осуществляется через их вклад в ток в первой частице. В этом смысле по цепочке распространяется неизлучающая мода дальнего распространения. Удобно нормировать коллективное сечение экстинкции на сечение экстинкции уединенной частицы $Q_{ext(1)} = -\operatorname{Im} \tilde{t} / k_0$

$$\frac{Q_{ext}}{Q_{ext(1)}} = \operatorname{Re} F_N + \frac{\operatorname{Re} \tilde{t}}{\operatorname{Im} \tilde{t}} \operatorname{Im} F_N, \quad F_N = \exp(-ik_0 \vec{s}_0 \vec{r}_1) \hat{I}^{(1)} \quad (13)$$

Далее рассматривается приближение ближайших соседей, в котором параметр волнового взаимодействия частиц $a_{jj'}$ (8б) отличен от нуля только для соседей, т.е. $a_{jj'} \approx 0$, если $|j-j'| > 1$. В этом приближении для выбранной поляризации падающего пучка, который возбуждает только первую частицу, $a_1 = \tilde{t} E^{(0)}(r_1 = 0) \neq 0$, $a_{j>1} = 0$, уравнение (7) имеет решение

$$I^{(j)} = (-1)^{j-1} 2 \cos \vartheta \frac{\sin(N+1-j)\vartheta}{\sin(N+1)\vartheta}, \quad \cos \vartheta = -\frac{1}{2a_{12}} \quad (14)$$

Выражение для токов можно преобразовать к физически более наглядному виду вперед и назад бегущих волн с фазовой модуляцией амплитуды токов в j -ой частице цепочки [A4]

$$\frac{1}{a_1} I^{(j)} = (-1)^{j-1} [A_N \exp(ij\mathcal{G}) + B_N \exp(-ij\mathcal{G})] \quad (15)$$

Коэффициенты A_N и B_N приведены в [A4]. Второе равенство в (14), в котором параметр волнового взаимодействия двух соседних частиц $a_{12} = a'_{12} + ia''_{12}$ записан через вспомогательную переменную $\mathcal{G} = \mathcal{G}' + i\mathcal{G}''$, рассматривается как своеобразное дисперсионное уравнение. Решение этого уравнения можно записать в виде

$$2 \cos^2 \mathcal{G}' = p^-, \quad 2ch^2 \mathcal{G}'' = p^+ \quad (16)$$

, где

$$p^\pm = 1 + \frac{1}{4|a_{12}|^2} \left\{ 1 \pm \left[(1 - 2a'_{12})^2 + 4a''_{12}{}^2 \right]^{1/2} \left[(1 + 2a'_{12})^2 + 4a''_{12}{}^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (17)$$

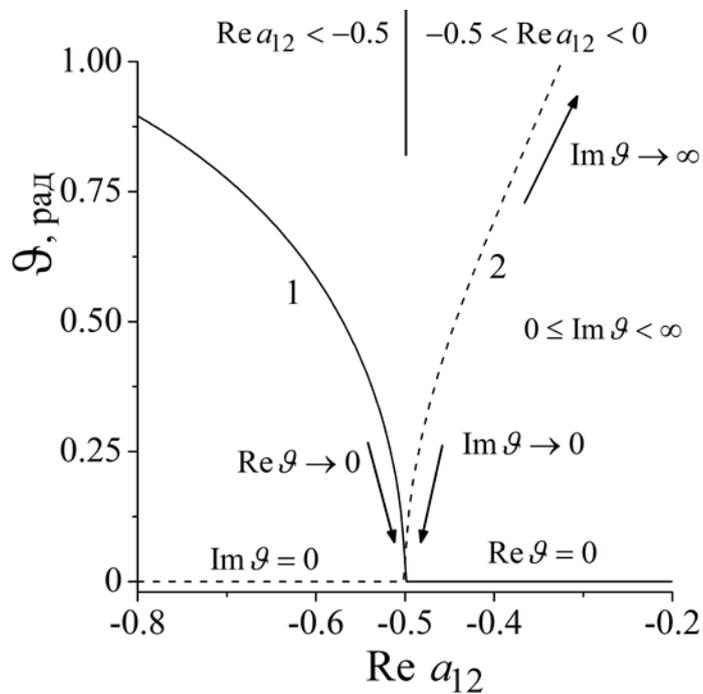


Рисунок 2 – Иллюстрация к дисперсионному уравнению (14) в случае точного резонансного условия $a''_{12} = 0$: зависимость действительной (кривая 1) и мнимой

(пунктир 2) частей параметра \mathcal{G} от действительной части параметра волнового взаимодействия a'_{12} .

Из этого решения следует точное резонансное условие неизлучающей моды дальнего распространения, которое имеет вид $a''_{12} = 0$. Это условие, согласно [10], соответствует частоте протекания в приближении взаимодействия ближайших соседей. С другой стороны, условие $a''_{12} = 0$ имеет простой физический смысл. В системе из двух частиц (димере) могут быть возбуждены две собственные моды с комплексными собственными значениями $\lambda_{1,2} \equiv \lambda'_{1,2} + i\lambda''_{1,2} = 1 \pm a_{12}$. Собственные частоты этих двух мод определяются из условия равенства нулю мнимой части собственных значений $\lambda''_{1,2} = 0$, которое совпадает с условием $a''_{12} = 0$.

При выполнении условия $a''_{12} = 0$, действительная часть параметра a_{12} может стремиться к резонансной величине $a'_{12} = -0.5$ справа ($a'_{12} \rightarrow -0.5 + 0$), оставаясь в диапазоне $-0.5 < a'_{12} < 0$, или слева ($a'_{12} \rightarrow -0.5 - 0$), когда $a'_{12} < -0.5$ (рис.2). В первом случае равенства (16) дают $\mathcal{G}' = 0$, $\text{ch } \mathcal{G}'' = (2|a'_{12}|)^{-1}$. Как видно, переменная \mathcal{G}'' изменяется в интервале $0 \leq \mathcal{G}'' < \infty$. На левом краю этого интервала $\mathcal{G}'' \rightarrow 0$, выражение (14) для токов в частицах асимптотически принимает вид

$$I^{(j)} \rightarrow (-1)^{j+1} 2 \left(1 - \frac{j}{N+1} \right) \quad (18)$$

В случае стремления $a'_{12} \rightarrow -0.5$ слева из (16) получаем $\cos \mathcal{G}' = (2|a'_{12}|)^{-1}$, $\mathcal{G}'' = 0$. В этом случае \mathcal{G}' изменяется в интервале $0 \leq \mathcal{G}' < \pi/2$. На левом краю $\mathcal{G}' \rightarrow 0$ этого интервала из (14) опять получаем формулу (10). В других случаях токи в цепочке экспоненциально затухают с увеличением номера частицы

$$I^{(j)} \rightarrow (-1)^{j-1} \exp[-(j-1)\mathcal{G}''] \quad (19)$$

Далее анализируется вклад дальних соседей в распространение ЭМ возбуждения по цепочке частиц. Введем матрицу $A_{jj'} = \delta_{jj'} - a_{jj'}$ и запишем её в

виде разности $A_{jj'} = A^{(n)}_{jj'} - A^{(f)}_{jj'}$. Здесь $A^{(n)}_{jj'} = \delta_{jj'} - a_{jj'}$, где $|j - j'| \leq 1$, и $A^{(f)}_{jj'} = a_{jj'}$, где $|j - j'| > 1$. Подстановка в (7) дает

$$A^{(n)}_{jj'} I^{(j)} = a_j + A^{(f)}_{jj'} I^{(j')} \quad (20)$$

Частичное решение этого уравнения имеет вид

$$I^{(j)} = \left(A^{(n)}_{jj'} \right)^{-1} a_j + \left(A^{(n)}_{jj'} \right)^{-1} A^{(f)}_{jj'} I^{(j')} \equiv I^{(n)} + I^{(f)} \quad (21)$$

Вектор $I^{(n)}$ задается уравнением (14). Вектор $I^{(f)}$ вычислим по теории возмущений. Положим $A^{(n)}_{jj'} \approx \delta_{jj'}$ и $I = I^{(n)}$. Подстановка в (21) дает

$$I^{(f)(j)} \approx \sum_{|j-j'|>1}^N a_{jj'} I^{(n)(j')} \quad (22)$$

Теперь можно записать выражение для относительного вклада в токи волнового взаимодействия дальних частиц цепочки

$$\frac{I^{(f)(j)}}{I^{(n)(j)}} = \frac{1}{I^{(n)(j)}} \sum_{|j-j'|>1}^N a_{jj'} I^{(n)(j')} \quad (23)$$

Далее рассмотрен случай возбуждения крайних частиц с противоположных концов короткой цепочки. На рис.3 приведена схема такого возбуждения. В этом случае уравнение (7) необходимо решать с начальными условиями вида $a_1 = \tilde{t}E_{left}^{(0)} \neq 0$, $a_N = \tilde{t}E_{right}^{(0)} \neq 0$, $a_{1 < j < N} = 0$.

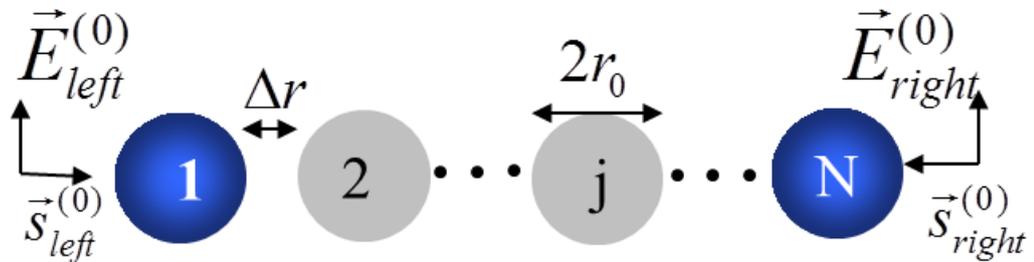


Рисунок 3 – Схематическое изображение возбуждения двух крайних частиц цепочки.

Амплитуды «левой» и «правой» возбуждающих волн произвольны. При этих начальных условиях решение (7) имеет вид

$$\frac{I^{(j)}}{2 \cos \vartheta} = (-1)^{j-1} \frac{\sin(N+1-j)\vartheta}{\sin(N+1)\vartheta} + (-1)^{N-1} \frac{\sin j\vartheta}{\sin(N+1)\vartheta} \quad (24)$$

Полученное решение можно трактовать следующим образом. Рассматривается случай синфазного возбуждения двух крайних частиц цепочки в предположении, что в эксперименте возбуждение будет проведено с помощью волноводов контролируемой длины от одного источника.

В третьей главе приведены результаты численных расчетов по выведенным во второй главе формулам.

В численных расчетах использовались таблицы [11] частотной дисперсии ряда металлов (Au, Ag, Al, Cu) и Si [12] (рис.4). Также учтено, что при выбранной поляризации возбуждающей ЭМ волны (рис.1) формула (8б) упрощается и принимает вид

$$a_{12} = g_t(r_{12}) \quad (25)$$

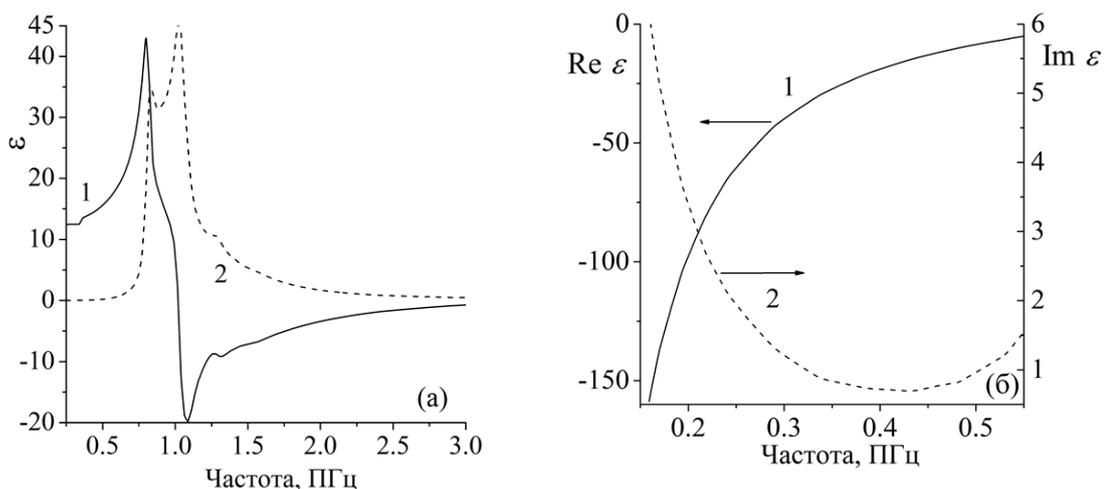


Рисунок 4 – Частотные зависимости действительной (сплошные кривые 1) и мнимой (пунктирные кривые 2) частей диэлектрической проницаемости Si (а) [9] и Au (б) [8].

Результаты численного расчета, проведенные по формуле (18), (14) для Si сфер радиусом 13 нм, приведены на рис. 5. Символами (+) на рис.5(а) помечены

нули a''_{12} ; символами (*) – соответствующие им величины a'_{12} . На рис.5(б) помечены (*) соответствующие значения ϑ' и ϑ'' . Вертикальной стрелкой на рис.5 отмечено наиболее близкое к -0.5 значение a'_{12} .

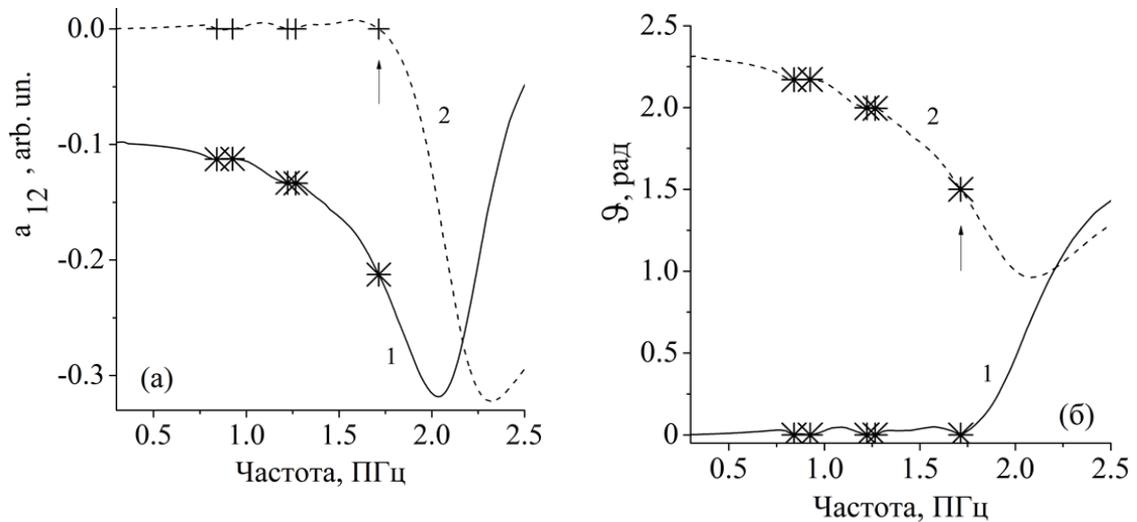


Рисунок 5 – Расчет (18), (14) частотной зависимости действительной (сплошные кривые 1) и мнимой (пунктирные кривые 2) частей параметров a_{12} (а) и ϑ (б) для двух касающихся Si частиц радиусом 13 нм.

Для всех маркированных частот выполняется рэлеевское приближение $k_0 r_0 < 1$ при $r_0 = 13$ нм. Частоту ЭМ излучения, соответствующую стрелкам на рис.5, обозначим как $\nu_{res,12}(Si)$. Эта частота является резонансной частотой возбуждения, бегущего вдоль цепочки Si сфер радиусом 13 нм. Результаты аналогичных расчетов, проведенных для ряда радиусов сферических частиц Si и Au, приведены на Рис. 6.

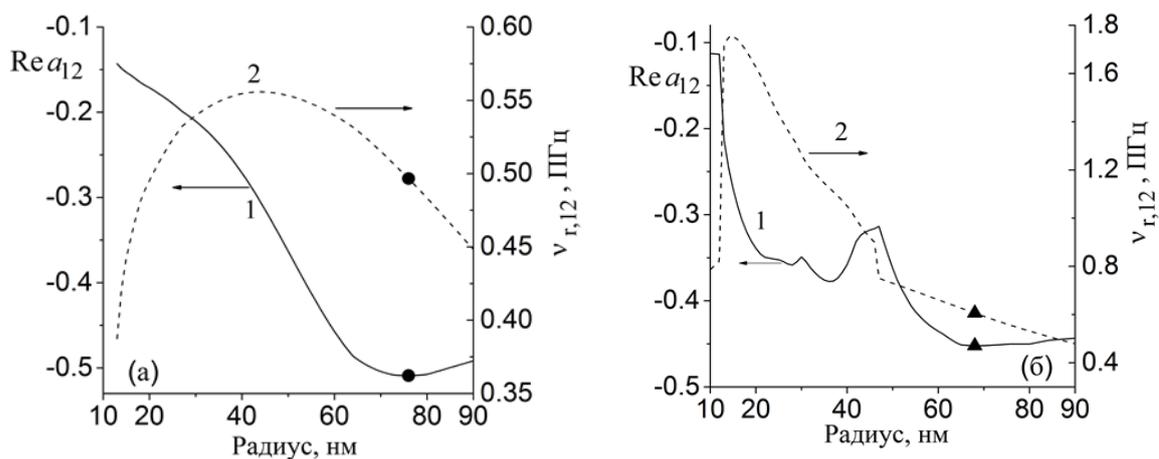


Рисунок 6 – Зависимость действительной (левая ось y , сплошные кривые 1) части параметра волнового взаимодействия частиц Au (а) и Si (б) от радиуса частиц. Пунктирные кривые 2 (правая ось y) показывают соответствующие радиусам резонансные частоты $\nu_{res,12}$. Символами (●) и (▲) отмечены наибольшие по модулю величины a'_{12} для Au и Si соответственно.

Для частиц Au вблизи локального минимума на кривой 1 рис.6(а) действительная часть параметра a'_{12} стремится к резонансной величине $a'_{12} = -0.5$ слева ($a'_{12} \rightarrow -0.5 - 0$). Модуль $|a'_{12}|$ достигает максимальной величины -0.51 для радиуса 76 нм при частоте $\nu_{res,12} = 0.4965$ ПГц. При этом действительная и мнимая часть параметра \mathcal{G} стремятся к нулю (рис.7): $\mathcal{G}' \approx 0.07$, $\mathcal{G}'' \approx 10^{-7} \dots 10^{-6}$. Согласно асимптотике (18), при указанных частотах можно ожидать дальнего распространения ЭМ возбуждения по цепочке Au частиц. Действительно, возбуждение на частоте оранжевого света (496.5817 ± 10^{-4} ТГц, $\lambda_0 \approx 0.6$ мкм) распространяется до 3 см [9, A1] вдоль цепочки частиц Au радиусом 76 нм.

В случае Si, с увеличением радиуса частиц (рис. 6(б)) действительная часть параметра a'_{12} стремится к -0.5 справа ($a'_{12} \rightarrow -0.5 + 0$), оставаясь в диапазоне $-0.5 < a'_{12} < 0$ (рис.2). Модуль $|a'_{12}|$ достигает максимальной величины -0.45 для радиуса 68 нм при частоте $\nu_{res,12} = 0.6064$ ПГц. Однако, типичные значения $\mathcal{G}' \approx 10^{-4}$

и $\mathcal{I}'' \geq 0.456$ показывают, что выполняется только одно условие дальнего распространения ЭМ возбуждения ($\mathcal{I}' \rightarrow 0$). Большая величина $\mathcal{I}'' \geq 0.456$ приводит к затуханию тока на десяти частицах (рис.8).

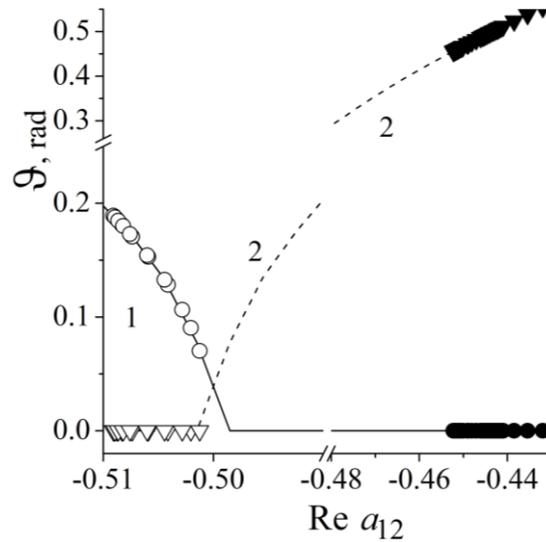


Рисунок 7 – Кривые рис.2 сопоставлены с результатами расчетов, проведенных с учетом частотной зависимости диэлектрической проницаемости Au и Si. Символы (\circ, ∇) и $(\bullet, \blacktriangledown)$ представляют зависимость действительной и мнимой частей переменной \mathcal{I} от действительной части параметра волнового взаимодействия a'_{12} частиц Au и Si соответственно.

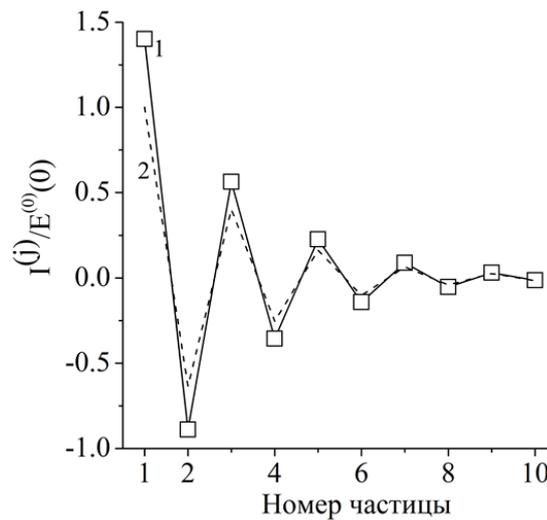


Рисунок 8 – Кривая 1 – расчет (14) токов в цепочке из 10 сфер Si радиусом 68 нм при возбуждении первой частицы на частоте $\nu_{res,12} = 0.6064$ ПГц. Кривая 2 – расчет токов по асимптотике (19).

С точки зрения эффективности дискретных волноводов обычно считается, что потери энергии моды в Si в несколько раз меньше, чем в металле [13]. Рисунок 9 показывает, что на резонансной частоте мнимая часть диэлектрической проницаемости Si ($\varepsilon'' = 0.64$) и Au ($\varepsilon'' = 0.64$) мала. Это обстоятельство является первым ключевым условием дальнего распространения ЭМ возбуждения, установленного численным методом в [14]. Второе условие [14] состоит в отрицательной величине действительной части диэлектрической проницаемости. Из рис.9 видно, что это условие выполняется только для Au. По периодической цепочке Au [15, 16] и Ag [17] сфер в воздушном окружении ЭМ возбуждение с поляризацией, перпендикулярной оси цепочки, распространяется в виде поверхностной плазмонной моды, электрическое поле которой в основном локализовано вне частиц. В случае Si сфер, электрическое поле возбуждения локализовано в объеме сфер, что и обуславливает быстрое затухание возбуждения.

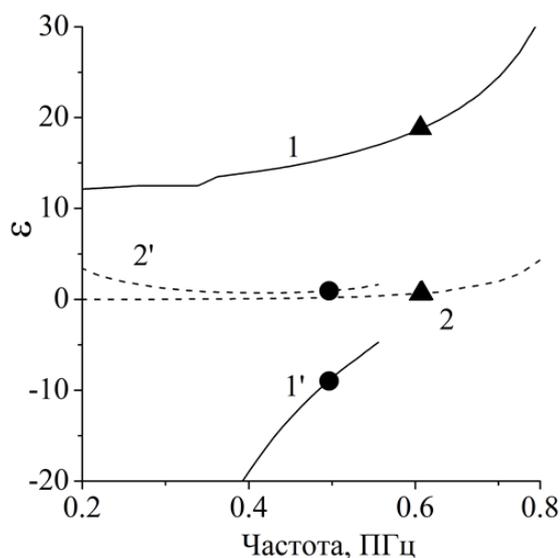


Рисунок 9 – Более детальное изображение дисперсионных кривых рис.4 в области резонансных частот для Si (кривые 1, 2) и Au (кривые 1' и 2') частиц.

Далее приводятся численные расчеты, учитывающие относительный вклад дальних соседей в токи, возбуждаемые в частицах. На рис.10 представлены результаты расчетов токов по формулам (14) и (23) для цепочки плотноупакованных Au сфер. Отрицательная величина отношения токов

$I^{(f)(j)} / I^{(n)(j)}$ показывает противоположный по знаку вклад в токи ближних и дальних полей. Вклад дальних полей практически не зависит от номера частицы в цепочке, за исключением осциллирующего характера вклада на краях цепочки. На конце цепочки взаимодействие дальних частиц обуславливает уменьшение амплитуды токов по сравнению с учетом только взаимодействия ближайших соседей (рис.10б).

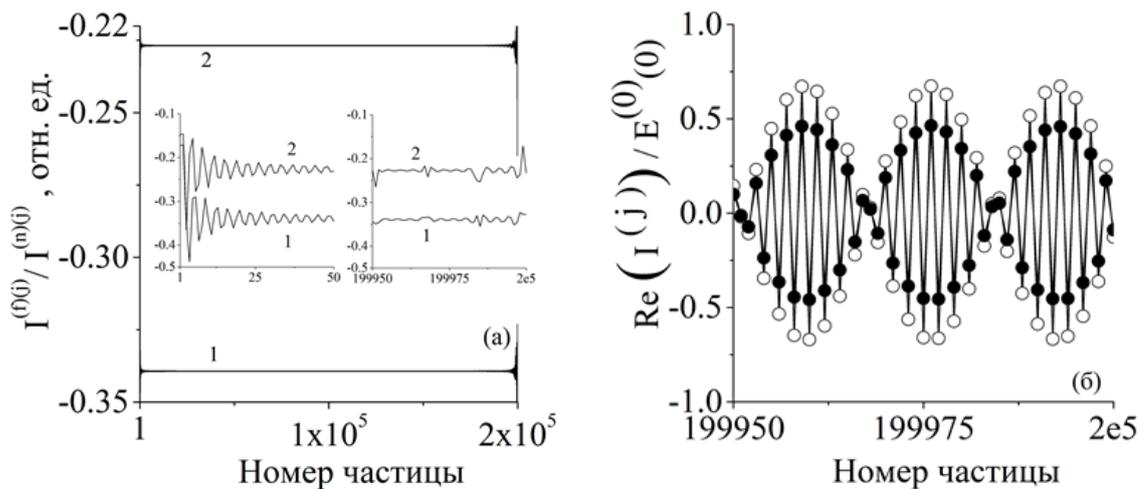


Рисунок 10 – Расчет по формулам (14) и (23) токов в плотноупакованной цепочке Au сфер радиусом 76 нм при возбуждении крайней цепочки поляризованным ЭМ излучением резонансной частотой 496.5817 ТГц. (а) Отношение действительной (кривые 1) и мнимой (кривые 2) частей токов, обусловленных волновым взаимодействием дальних $I^{(f)(j)}$ и ближних $I^{(n)(j)}$ соседей. (б) Действительная часть токов, обусловленных взаимодействием ближних соседей $I^{(n)(j)}$ (○) и с учетом дальних соседей $I^{(n)(j)} + I^{(f)(j)}$ (●).

Далее предложен приближенный способ расчета параметра волнового взаимодействия частиц цепочки (25) в резонансном режиме $a''_{12} = 0$. Выделим действительную $a'_{12} = \tilde{t}' g'_t - \tilde{t}'' g''_t$ и мнимую $a''_{12} = \tilde{t}' g''_t + \tilde{t}'' g'_t$ части параметра

волнового взаимодействия частиц (25). В резонансном режиме $\tilde{t}' = -\tilde{t}'' g'_i / g''_i$. Подставляя последнее равенство в выражение для a'_{12} и используя оптическую теорему $\tilde{t}'' = -(k_0 / 6\pi) |\tilde{t}|^2$ [18], получим $a'_{12} = (6\pi / k_0) g''_i$ или в развернутом виде

$$-(2/3)a'_{12} = x^{-2} \cos(x) + (1 - x^{-2})x^{-1} \sin(x) \quad , \quad x = k_0 r_{12} \quad (26)$$

Асимптотику $a'_{12}(x)$ при $x \ll 1$ получим разложением тригонометрических функций в правой части (26) в ряд

$$a'_{12}(x) = -1 + \frac{1}{4}x^2 - \frac{3}{2} \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n \frac{x^{2(n-1)}}{(2n)!} \left[\frac{2n}{2n+1} + \frac{x^2}{2n+1} \right] \quad (27)$$

Первый член ряда описывает с точностью не хуже 0.4 % численные значения (27) при $n = 100$ до $x \leq 1$.

Сопоставим расчеты a'_{12} по точной формуле (25) и приближенной формуле (27) при $n = 2$ на примере Au димера с $r_{12} = 2r_0$.

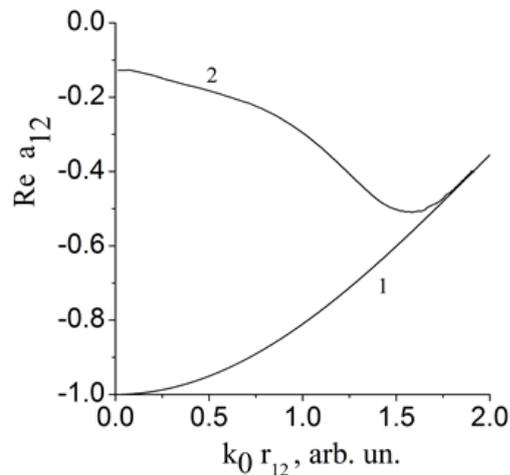


Рисунок 11 – Расчет зависимости действительной части параметра волнового взаимодействия двух сферических частиц Au от величины $k_0 r_{12}$ при условии $a''_{12} = 0$. Кривая 1 – формула (27) при $n=2$, кривая 2 – формула (25).

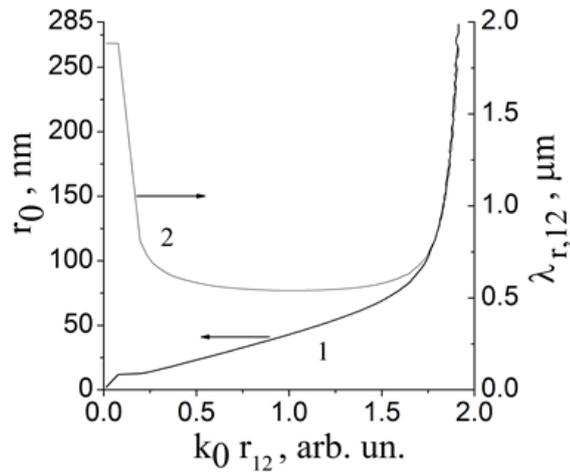


Рисунок 12 – Результаты расчетов, аналогичных представленным на рис.6 для величины радиуса Au частицы (левая ось ординат, кривая 1) и длины ЭМ волны $\lambda_{r,12}$ (правая ось ординат, кривая 2), произведение которых дает значение $k_0 r_{12}$ на рис.11.

На рис.11 видно, что в области значений $k_0 r_{12} > 1.73$ кривые 1 и 2 совпадают. Однако величина $k_0 r_{12}$ не определяет соответствие радиуса частицы r_0 и резонансной для этого радиуса длины ЭМ волны $\lambda_{r,12}$, для которой должны выполняться два условия $a''_{12} \rightarrow 0$ и $a'_{12} \rightarrow -0.5$. Согласно рис. 12, значению параметра $k_0 r_{12} \approx 1.73$ соответствует длина волны $\lambda_{r,12} = 0.75$ мкм ($\nu_{r,12} \approx 0.4$ ПГц). Частотная дисперсия диэлектрической проницаемости золота (рис.4б) объясняет совпадение кривых 1 и 2 в правой части рис. 11. Напомним, что кривая 1 рис. 11 рассчитана по формуле (27), выведенной с помощью оптической теоремы, т.е. без учета поглощения энергии волны в частицах. В то же время, частоте 0.4 ПГц (рис.4б) соответствует минимум на спектральной зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости Au, который по величине менее единицы. Малое поглощение на этой длине волны и обуславливает совпадение кривых 1 и 2 на рис. 11.

На рис.13 представлены результаты расчетов, описанных при построении кривых на рис. 6. В частности, найдены длины волн $\lambda_{r,12}$, которые возбуждают слабо затухающие токи (18) и для которых приблизительно выполняются

резонансные условия $a'_{12} = -0.5 \pm 0.5\%$ и $a''_{12} \leq 10^{-3}$ (рис.13, сплошная кривая 1). Две вертикальные стрелки показывают границы сплошной кривой 1. Вне этих границ условия $a'_{12} = -0.5 \pm 0.5\%$ и $a''_{12} \leq 10^{-3}$ одновременно не выполняются. Символ (●) на рис. 13 указывает на длину волны $\lambda_{r,12} \cong 0.603$ мкм ($\nu_{r,12} \cong 496.5817$ ТГц, рис.6а), распространяющуюся вдоль цепочки из 2×10^5 частиц Au радиусом 76 нм (длина цепочки 3 см) [9, A1]. Пунктирная кривая 2 на рис.13 представляет результаты расчета $a'_{12} = -0.5 \pm 0.5\%$ при точном равенстве $a''_{12} = 0$ по формуле (26) с использованием тех же значений радиусов частиц и длин волн. Как видно из совпадения кривых на рис. 13 приближенная формула (27) хорошо описывает точные результаты.

Таким образом, приближенная формула (27) справедлива только для частот ЭМ излучения, на которых мнимая часть диэлектрической проницаемости материала частиц имеет локальный минимум, близкий к нулю, при отрицательной величине действительной части.

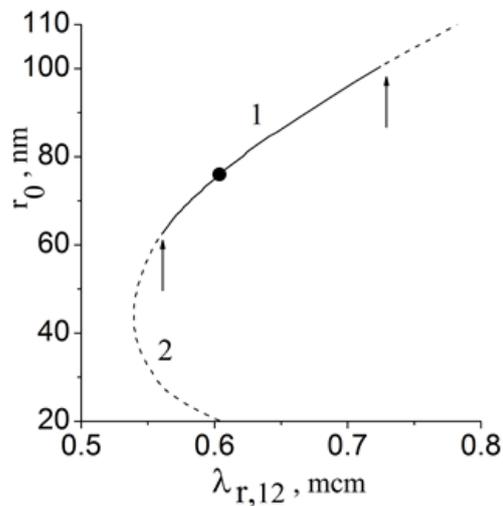


Рисунок 13 – Соответствие $\lambda_{r,12}$ и r_0 для частиц Au, согласно данным рис. 11 при приближенном выполнении резонансных условий $a'_{12} = -0.5 \pm 0.5\%$ и $a''_{12} \leq 10^{-3}$ (кривая 1). Расчет $a'_{12} = -0.5 \pm 0.5\%$ при $a''_{12} = 0$ по формуле (26) при $n=2$ с использованием тех же значений радиусов частиц и длин волн (пунктирная кривая 2). (●) – длина волны $\lambda_{r,12} \cong 0.603$ мкм, распространяющаяся вдоль цепочки из 2×10^5 частиц Au радиусом 76 нм (длина цепочки 3 см) [7].

Далее представлены численные результаты расчетов токов, проведенные согласно уравнению (24) для периодической цепочки N кремниевых наночастиц для резонансной частоты $\omega_{r,12}(Si, 68 \text{ nm})$, функционирующей в режиме оптического компаратора, т.е. в режиме возбуждения с двух разных концов цепочки.

На рис.14 приведены величины действительной части токов, возбуждаемых в кремниевых частицах цепочки, в случае одинаковых амплитуд двух возбуждающих пучков $E_{right}^{(0)} / E_{left}^{(0)} = 1$. Из рисунка видно, что возбуждение крайней частицы спадает уже на первых нескольких частицах цепочки, что исключает взаимодействие возбуждений в случае облучения другого конца цепочки.

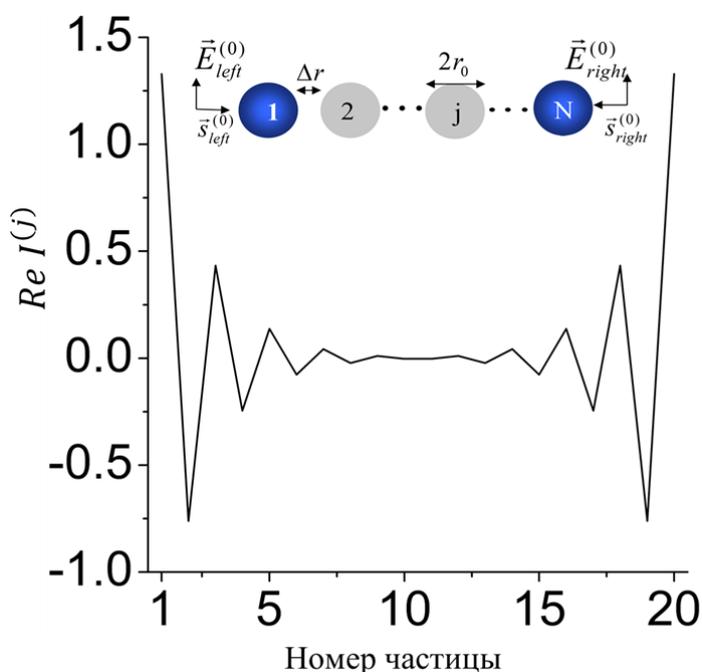


Рисунок 14 – Расчет (27) действительной части токов, возбуждаемых в j -ой Si частице цепочки из $N = 20$ частиц в случае возбуждения двух крайних частиц цепочки ЭМ пучками равной амплитуды $E_{right}^{(0)} / E_{left}^{(0)} = 1$. На вставке схематически изображено возбуждение ЭМ пучками двух крайних частиц цепочки.

На рисунке 15 показано влияние амплитуды пучка, возбуждаемого в левой части цепочки на токи в последней частице на противоположном конце. Прозрачные и закрашенные символы соответствуют четному или нечетному числу

частиц в цепочках различной длины. Сравнение кривых с прозрачными и закрашенными символами показывает, что возбуждение в левой части цепочки ведет к росту амплитуды тока в правой части, в случае если число частиц в цепочке четное. Обратная зависимость наблюдается в случае нечетного числа частиц в цепочках. Кроме того, можно заметить, что чем длиннее становится цепочка, тем меньшее влияние оказывается на крайнюю правую частицу цепочки.

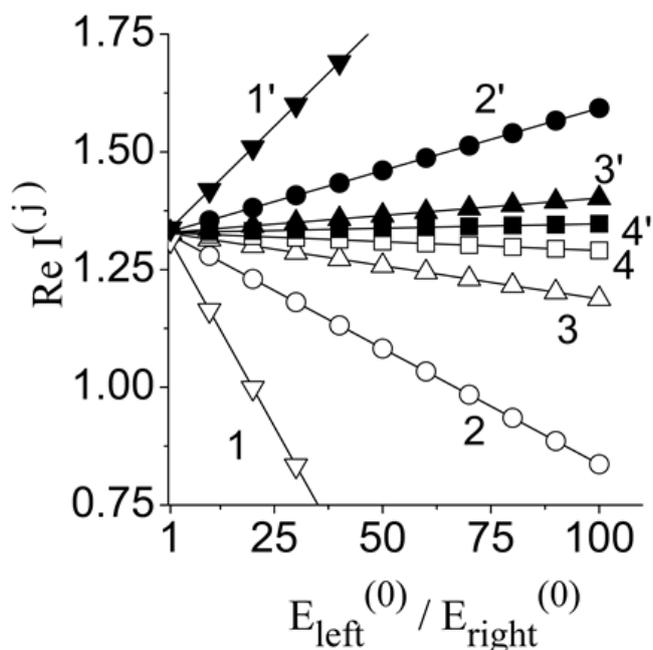


Рисунок 15 – Расчет (27) действительной части тока, возбуждаемого в крайней правой частице для цепочек, состоящих из 8 (кривая 1, ∇), 9 (кривая 1', \blacktriangledown), 10 (кривая 2, \circ), 11 (кривая 2', \bullet), 12 (кривая 3, Δ), 13 (кривая 3', \blacktriangle), 14 (кривая 4, \square) и 15 (кривая 4', \blacksquare) кремниевых частиц в зависимости от увеличения амплитуды падающего ЭМ поля в крайней левой частице $E_{left}^{(0)}$ с 1 до 100 при фиксированном значении амплитуды в крайней правой частице $E_{right}^{(0)}$.

Рисунок 16 демонстрирует, что в случае специально подобранного числа частиц в цепочке, величины токов, возбуждаемых в частицах, зависят от соотношения амплитуд падающих пучков линейным образом.

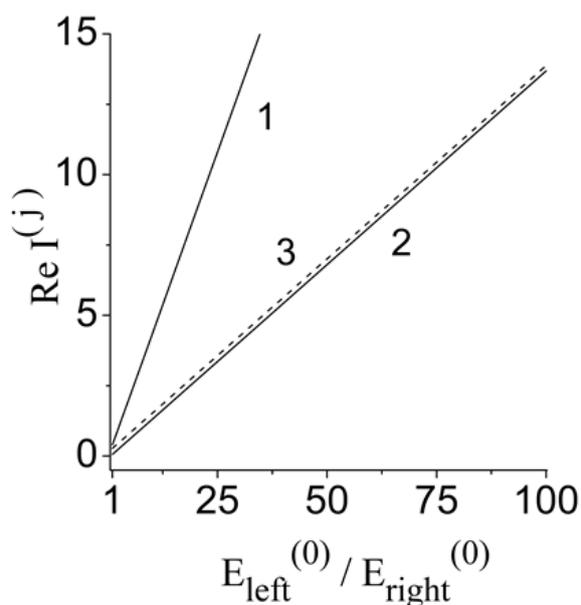


Рисунок 16 – Действительные токи, возбуждаемые в частице под номерами $j = 3$ (кривая 1) и 5 (кривая 2) в случае цепочки длиной $N = 10$ Si кремниевых частиц для $j = 5$ (кривая 3) в случае $N = 9$ частиц, при различном соотношении амплитуд двух падающих пучков $E_{left}^{(0)} / E_{right}^{(0)}$.

Такие цепочки наночастиц могут быть использованы в качестве полностью оптических компараторов ЭМ сигналов. На практике, крайние частицы цепочки могут возбуждаться двумя внешними оптическими волокнами, а ток, возбуждаемый в частицах, может быть измерен с использованием эффекта генерации возбуждаемых плазмонами горячих электронов [19]. Данный эффект потенциально может быть использован для замены металлизации и создания межсоединений на верхних уровнях УБИС при использовании «оптики-внутри-чипа». Величина измеряемого тока в компараторе будет линейно связана с отношением амплитуд двух сигналов, возбуждаемых в разных краях цепочки. Представляется, что данная техника обработки оптических сигналов лучше масштабируется и встраивается в кремниевую технологию, по сравнению с методом четырехволнового смешения.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Аналитическое исследование комплексного параметра волнового взаимодействия соседних частиц показало, что неизлучающая мода дальнего распространения, возбуждаемая перпендикулярно поляризованным светом в линейной конечной цепочке сферических металлических частиц с дипольным взаимодействием ближайших соседей, отсутствует в цепочке частиц ряда полупроводниковых и диэлектрических материалов.
2. Численно показано, что, в отличие от металлических частиц, в случае цепочки частиц из кремния выполняется только одно из двух условий дальнего распространения электромагнитного возбуждения вдоль цепочки. В частности, на резонансной частоте моды дальнего распространения мнимая часть диэлектрической проницаемости кремния мала (менее единицы). Второе условие – отрицательная величина действительной части диэлектрической проницаемости, не выполняется. При положительной величине действительной части диэлектрической проницаемости, электрическое поле возбуждения локализовано в основном в объеме кремниевых частиц, что и обуславливает быстрое затухание возбуждения.
3. В приближении волнового взаимодействия ближайших соседей точное резонансное условие возбуждения неизлучающей моды дальнего распространения состоит в равенстве нулю мнимой части параметра парного взаимодействия частиц.
4. Равенство нулю мнимой части параметра парного взаимодействия частиц имеет простой физический смысл. В системе из двух частиц (димере) могут быть возбуждены две собственные моды с комплексными собственными значениями. Собственные частоты этих двух мод определяются из условия равенства нулю мнимой части собственных значений, которое совпадает с условием равенства нулю мнимой части параметра парного взаимодействия частиц.
5. Ближние и дальние поля дают противоположный по знаку вклад в токи в металлических частицах цепочки. В частности, дальние волновые поля вносят

вклад порядка 20% в токи проводимости в частицах и порядка 33% в токи поляризации в частицах Au.

6. Вклад дальних соседей в распространение электромагнитного возбуждения по цепочке металлических частиц практически не зависит от номера частицы в цепочке, за исключением осциллирующего характера вклада на краях цепочки. На конце цепочки взаимодействие дальних частиц обуславливает уменьшение амплитуды токов по сравнению с учетом только взаимодействия ближайших соседей.
7. Разработан приближенный метод расчета частоты резонансной моды, распространяющейся по линейной цепочке частиц без рассеяния в окружающее пространство и затухающей только за счет истинного поглощения в материале частиц. Выведена приближенная формула для параметра волнового взаимодействия соседних частиц. Сопоставление с результатами точного расчета показало, что приближенная формула справедлива только для длин волн электромагнитного излучения, на которых мнимая часть диэлектрической проницаемости материала частиц имеет близкий к нулю минимум при отрицательной действительной части.
8. Предложен механизм функционирования цепочки частиц в режиме оптического компаратора. В частности, установлен характер зависимости токов, наведенных в короткой цепочке кремниевых частиц, от отношения амплитуд электрического поля в двух пучках электромагнитного излучения, возбуждающих крайние частицы цепочки.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. **А. А. Сапегин**, М. Ю. Барабаненков, А. Г. Итальянцев
Интегрированные в структуры микроэлектроники волноводы на дискретных наноразмерных элементах // Наноиндустрия. – 2018. – № S(82). – С. 252-256. — DOI 10.22184/1993-8578.2018.82.252.256 (ВАК, RSCI, WoS)
- A2. Barabanenkov M. Y., Italyantsev A. G., **Sapegin A. A.** Comparative Study of Light Guiding by Freestanding Linear Chains of Spherical Au and Si Nanoparticles // *physica status solidi (b)*. – 2020. – Т. 257. – №. 9. – С. 2000151. — DOI 10.1002/pssb.202000151 (Scopus, WoS)
- A3. **Sapegin A. A.**, Barabanenkov M. Y., Italyantsev A. G. All-optical comparator based on linear chain of silicon nanoparticles // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2020. – Т. 1482. – №. 1. – С. 012033. — DOI 10.1088/1742-6596/1482/1/012033 (Scopus)
- A4. **А. А. Сапегин**, М. Ю. Барабаненков Упрощенное описание условий формирования темной моды в дискретном нановолноводе // *Электронная техника. Серия 3: Микроэлектроника*. – 2021. – № 3(183). – С. 62-68. — DOI 10.7868/S2410993221030088 (ВАК)

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Karl Rupp. 50 Years of microprocessor trend data. [Электронный ресурс] // Microprocessor trend data directory. URL: <https://github.com/karlrupp/microprocessor-trend-data> (дата обращения: 31.03.2024).
2. Колодезный, Е. С. Полупроводниковые гетероструктуры со сверхтонкими напряженными квантовыми ямами и лазеры спектрального диапазона 1525-1565 нм на их основе [Дис. канд. физ.-мат. наук]. Санкт-Петербург, 2018. – 149 с.
3. Melloni A. et al. The role of index contrast in dielectric optical waveguides //International Journal of Materials and Product Technology. – 2009. – Т. 34. – №. 4. – С. 421-437.— DOI 10.1504/ijmpt.2009.024998.
4. Lal S. et al. Noble metal nanowires: from plasmon waveguides to passive and active devices //Accounts of Chemical Research. – 2012. – Т. 45. – №. 11. – С. 1887-1895. — DOI 10.1021/ar300133j.
5. Mayer M. et al. Direct observation of plasmon band formation and delocalization in quasi-infinite nanoparticle chains //Nano letters. – 2019. – Т. 19. – №. 6. – С. 3854-3862.— DOI 10.1021/acs.nanolett.9b01031.
6. Yariv A. et al. Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis //Optics letters. – 1999. – Т. 24. – №. 11. – С. 711-713.— DOI 10.1364/ol.24.000711.
7. Барабаненков Ю. Н., Барабаненков М. Ю. Метод квази-сепарабельного Т-оператора рассеяния для прямого вычисления локальных полей в задачах многократного рассеяния волн //Журнал радиоэлектроники. – 2013. – №. 4. – С. 1. [Электронный ресурс] URL: <http://jre.cplire.ru/jre/apr13/5/text.html>
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики/М //Борн, Э. Вольф–М.: Наука. – 1973. – Т. 719.
9. Barabanenkov Y. N., Barabanenkov M. Y. Radiation losses and dark mode at light guiding by a linear chain of nanoparticles //JOSA A. – 2017. – Т. 34. – №. 3. – С. 321-330.— DOI 10.1364/josaa.34.000321.
10. Burin A. L. Bound whispering gallery modes in circular arrays of dielectric spherical particles //Physical Review E. – 2006. – Т. 73. – №. 6. – С. 066614.— DOI 10.1103/physreve.73.066614.

11. Weber, M. J. Handbook of optical materials / M. J. Weber. — Boca Raton, Fla : CRC Press, 2003. — ISBN 0849335124.
12. Vuye G. et al. Temperature dependence of the dielectric function of silicon using in situ spectroscopic ellipsometry //Thin Solid Films. — 1993. — Т. 233. — №. 1-2. — С. 166-170. — DOI 10.1016/0040-6090(93)90082-z.
13. Savelev R. S. et al. Subwavelength waveguides composed of dielectric nanoparticles //Physical Review B. — 2014. — Т. 89. — №. 3. — С. 035435.— DOI 10.1103/physrevb.89.035435.
14. Alu A., Engheta N. Theory of linear chains of metamaterial/plasmonic particles as subdiffraction optical nanotransmission lines //Physical Review B. — 2006. — Т. 74. — №. 20. — С. 205436. — DOI 10.1103/physrevb.74.205436.
15. Maier S. A., Kik P. G., Atwater H. A. Optical pulse propagation in metal nanoparticle chain waveguides //Physical Review B. — 2003. — Т. 67. — №. 20. — С. 205402. — DOI 10.1103/physrevb.67.205402.
16. Maier S. A., Kik P. G., Atwater H. A. Observation of coupled plasmon-polariton modes in au nanoparticle chain waveguides of different lengths: Estimation of waveguide loss //Applied Physics Letters. — 2002. — Т. 81. — №. 9. — С. 1714-1716. — DOI 10.1063/1.1503870.
17. Quinten M. et al. Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles //Optics letters. — 1998. — Т. 23. — №. 17. — С. 1331-1333. — DOI 10.1364/ol.23.001331.
18. Борен К Х. Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. — 1986.
19. Clavero C. Plasmon-induced hot-electron generation at nanoparticle/metal-oxide interfaces for photovoltaic and photocatalytic devices //Nature Photonics. — 2014. — Т. 8. — №. 2. — С. 95-103. — DOI 10.1038/nphoton.2013.238.