

Оптические диэлектрические наноантенны

Работа посвящена обзору нового и альтернативного плазмонике, подхода к разработке оптических наноантенн. Этот подход состоит в замене металлических структурных компонентов известных плазмонных наноантенн на наноэлементы, выполненные из материала с большим и положительным значением диэлектрической проницаемости. В силу этой замены наноантенны приобретают новые и уникальные свойства, такие как магнитный отклик и сверхнаправленность. Особое внимание уделено оптическим антеннам Яги-Уда и сверхнаправленным наноантеннам на основе диэлектрических наночастиц.

Ключевые слова: Наноантенна, квантовый источник, коэффициент направленности

Введение

Традиционно в области оптических длин волн управление электромагнитным полем происходит посредством линз, оптических волноводов, дифракционных элементов, то есть приборов, размеры которых гораздо больше длины волны управляемого излучения. С другой стороны, управление электромагнитным излучением в радио и СВЧ диапазонах с помощью антенн, то есть приборов, сравнимых с длиной волны, является устоявшейся техникой. Несмотря на важность оптического диапазона частот, конкретные конструкции наноантенн и их практическая реализация стали обсуждаться совсем недавно. Это обусловлено тем, что характерные размеры оптической антенны определяются рабочей длиной волны излучения, что составляет сотни нанометров, поэтому возникает технологическая проблема воспроизведения объекта такого размера с нанометровой точностью.

Приемной наноантенной называют устройство, которое способно эффективно преобразовывать падающий свет (излучение оптических частот) в сильно локализованное эванесцентное поле [1]. Передающая наноантенна, наоборот, преобразует сильно локализованное поле оптических частот, созданное некоторым слабоизлучающим источником, в свободное излучение. Под сильно локализованным полем подразумевается электромагнитное поле, сконцентрированное в области малого по сравнению с длиной волны размера. Область, в которой сконцентрировано сильно локализованное поле, может быть субволновой во всех трех измерениях. В этом случае говорят о сильно локализованном ближнем поле, причем энергия такого поля является запасенной и не распространяется.

Важной проблемой, которую должны решить оптические наноантенны, является организация беспроводной системы передачи данных на поверхности и в объеме оптического чипа. Создание таких полностью оптических чипов является одной из основных задач нанопотоники [2]. Использование оптических чипов позволит создать

оптические компьютеры и иные устройства передачи, хранения и обработки информации с революционно расширенными возможностями, скоростью функционирования, а также делает их более компактными и менее энергоёмкими. Использование в таких системах более привычных волноводных структур, когда сигналы передаются по плазмонным волноводам, наталкивается на непреодолимые сложности, связанные с быстрой диссипацией энергии плазмонной волны. Наноантенны способны передавать оптические сигналы между различными частями оптических чипов по пустому пространству или слабо поглощающему материалу диэлектрической матрицы и поэтому в значительной мере лишены этого недостатка [3].

Однако металлические наноантенны, ввиду своей плазмонной природы, являются сильно диссипативными устройствами, что мешает их широкому применению. В тоже время в литературе стали появляться работы по наноантеннам на основе диэлектрических наночастиц. Такие наноантенны сразу стали рассматриваться как более энергоэффективные, а потому более перспективные для различных практических приложений. Настоящая работа посвящена обзору публикаций по оптическим антеннам Яги-Уда и сверхнаправленным наноантеннам на основе диэлектрических наночастиц.

Наноантенна Яги-Уда на основе диэлектрических наночастиц.

Для перспективных систем беспроводной оптической передачи данных на оптическом чипе наноантенны должны быть высоконаправленными и компактными [3]. В области нанопотоники

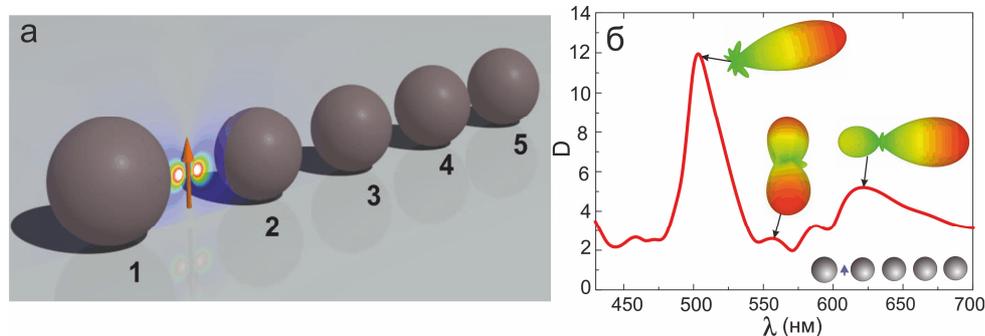


Рисунок 1. (а) Геометрия оптической наноантенны Яги-Уда. Радиус большой сферы (рефлектор) равен $R_{s1} = 75$ нм, а малых (директоры) $R_{s2-s5} = 70$ нм. (б) Зависимость коэффициента направленности от длины волны для диэлектрической наноантенны Яги-Уда, параметр G равен 70 нм. Вставками изображены трёхмерная диаграммы направленности на соответствующих частотах.

высокая направленность была достигнута теоретически и экспериментально путём использования упорядоченных в виде геометрии Яги-Уда плазмонных наноантенн [1,4,5] и больших апертурных антенн [6] с плазмонными наноэлементами. Однако, как уже говорилось выше, такие наноантенны обладают существенными диссипативными потерями энергии на нагрев металлических наноэлементов. Поэтой причине в литературе начали появляться работы посвящённые разработке наноантенн Яги-Уда на основе

диэлектрических наночастиц. Далее излагаются результаты первых работ [7,8] посвященных разработке диэлектрических наноантенн Яги-Уда.

Наноантенна Яги-Уда обычно состоит из нескольких наночастиц расположенных в виде прямой периодической цепочки, называемой массивом директоров, и одной частицы несколько большего размера, называемой рефлектором. Размеры наночастиц директоров и рефлектора выбираются исходя из условия обеспечения конструктивной и деструктивной интерференции поля излучения в выбранном направлении. Рассмотрим систему, состоящую из нескольких диэлектрических наночастиц, расположенных в виде прямой периодической цепочки, как показано на Рис.1а. Такая структура соответствует геометрии наноантенны Яги-Уда. Частица большего радиуса выполняет роль рефлектора, а малой роль директора. Радиус большой сферы (рефлектор) равен $R_{s1} = 75$ нм, а малых (директоры) $R_{s2-s5} = 70$ нм. Взаимные расстояния между соседними частицами равны G .

Начнём с исследования зависимости коэффициента направленности и эффективности излучения системы Рис.1а от длины волны. На Рис. 1б приведена зависимость коэффициента направленности наноантенны Яги-Уда, с параметром G равным 70 нм. Вставками изображены трёхмерные диаграммы направленности на соответствующих частотах. Видно, что эта зависимость имеет резкий максимум на длине волны 500 нм. Излучение в обратном направлении практически отсутствует. Угловая ширина главного лепестка примерно равна 40° . Именно благодаря наличию в каждой из наночастиц одновременно электрического и магнитного отклика, и обеспечивается достижение высокого значения коэффициента направленности. На длине волны 630 нм, то есть в районе частот магнитного отклика каждой из частиц, есть второй максимум коэффициента направленности. Для рассматриваемого случая $G=70$ нм, направленность антенны на этом максимуме уступает направленности первого максимума в области существенного электрического отклика составляющих частиц наноантенны.

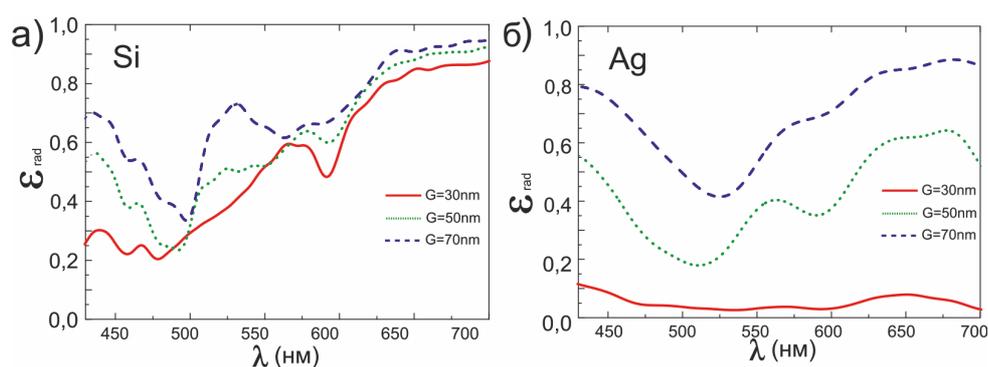


Рисунок 2. Зависимости эффективности излучения (ϵ_{rad}) для диэлектрической (а) наноантенны Яги-Уда и металлической наноантенны (б) точно такой же геометрии. Графики представлены для разных значений параметра G .

Представляет интерес вопрос влияния взаимного расстояния между элементами диэлектрической наноантенны Яги-Уда на величину эффективности излучения и

сравнение её с эффективностью излучения металлической наноантенны такой же конструкции. При этом величина коэффициента направленности металлической наноантенны примерно равна 12. То есть направляющие свойства диэлектрической наноантенны Яги-Уда примерно такие же, как и металлической наноантенны Яги-Уда точно такой же геометрии. Величины эффективности излучения в случаях плазмонной и диэлектрической наноантен, при $G=70$ нм, на пиках коэффициента направленности примерно одинаковые (Рис. 2а,б). Это связано с тем, что хотя величина мнимой части диэлектрической проницаемости у Si меньше чем у Ag, поглощение на дипольном резонансе происходит в объёме частицы. В то же время плазмонная наночастица большого размера на дипольном плазмонном резонансе поглощает в её поверхностном слое, то есть в областях максимумов напряженности ближнего поля частицы. Как следует из Рис. 2а, эффективность излучения диэлектрической наноантенны Яги-Уда с уменьшением расстояния между элементами падает медленно, а на длинах волн, приходящихся на максимумы коэффициента направленности, практически не меняется. У плазмонной наноантенны, напротив, эффективность излучения с уменьшением расстояния между частицами падает быстро (см. Рис. 2б). Особенно это проявляется, когда расстояние между поверхностями становится меньше радиуса частиц. Это связано с возбуждением высших плазмонных мод в металлических частицах, так как в этих модах происходит сильная диссипация энергии.

Таким образом, наноантенна Яги-Уда на основе диэлектрических наночастиц с высоким значением диэлектрической проницаемости имеет высокий коэффициент направленности, достаточный для разработки беспроводных оптических линий передачи информации на чипе. Именно благодаря наличию электрического и магнитного отклика в каждой из диэлектрических сфер обеспечивается такой эффект направленности. Показано, что эффективность излучения такой наноантенны существенно выше эффективности плазмонной наноантенны схожей геометрии.

Сверхнаправленные диэлектрические наноантенны

Как указывалось ранее, подобно радиочастотным антеннам, наноантенны преобразуют локализованные в субволновых областях электромагнитные поля в поля свободно распространяющиеся и наоборот [1]. Хотя отдельные элементы наноантенн Яги-Уда [1,4,5] являются оптически малыми, общий размер этих систем больше чем длина волны излучения λ . В тоже время, небольшие плазмонные наноантенны обладают малым коэффициентом направленности, близким к 1.5, то есть направленности точечного диполя [1].

В радиочастотном диапазоне известен эффект сверхнаправленности. Антенны которые имеют коэффициент направленности существенно больший (по крайней мере, в 3-5 раз) по сравнению с направленностью точечного источника называются сверхнаправленными [12]. Элемент Гюйгенса по этой причине ещё не является сверхнаправленной антенной. Эффект сверхнаправленности теоретически можно достичь путём создания сильно пространственно осциллирующих токов в антенне субволновых размеров. В свою очередь это приводит к появлению высших мультипольных

составляющих поля такой антенны. В литературе (например, в [12]) обычно утверждается, что эффект сверхнаправленности можно достичь в сложных антенных решетках, путём настройки фазового сдвига каждого отдельного элемента в решетке. По этой причине эффект сверхнаправленности проявляется в очень узком диапазоне частот и крайне неустойчив. Поэтому сверхнаправленные антенны, хотя и являются крайне желательными с точки зрения практических применений, например, для космической связи или астрономии, всё же практически не используются.

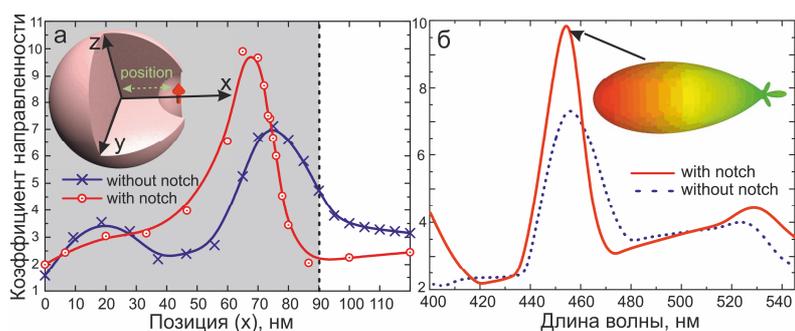


Рисунок 3. (а) Максимальное значение коэффициента направленности в зависимости от положения (position) источника ($\lambda = 455$ нм) в случае частицы без (without notch, синяя кривая) и в случае с выемкой (with notch, красная кривая). Вертикальная штриховая линия ограничивает радиус частицы, центр которой помещён в начало координат. (б) Зависимость коэффициента направленности от длины волны излучения. Рисунок-вставка показывает трёхмерную диаграмму направленности наноантенны ($R_x = 90$ нм и $R_n = 40$ нм).

Далее демонстрируется теоретически и исследуется эффект сверхнаправленности диэлектрической наноантенны с выемкой. При этом важно, что эффект сверхнаправленности достигается без использования сложных массивов наноантенн. Рассмотрим кремниевую наночастицу, беря во внимание реальную дисперсию диэлектрической проницаемости кремния и его потери [13]. Радиус кремниевой наночастицы выберем равным $R_x = 90$ нм. Для кремниевой наночастицы такого размера при возбуждении однородным полем наиболее существенный вклад в оптический отклик вносят электрический и магнитный дипольные моменты, в то время как мультиполи высшего порядка пренебрежимо малы [8]. Делая выемку на поверхности частицы, происходит некоторое видоизменение поля, которое, однако, не приводит к сильному изменению его модового состава. Однако помещая дипольный источник (например, квантовую точку) внутрь этой выемки, как показано на Рис. 3а, ситуация меняется кардинально. В этом случае неоднородность ближнего поля дипольного источника приводит к возбуждению высших мультипольных мод частицы.

Рассмотрим сначала частицу без выемки, но возбуждаемую неоднородным полем дипольного источника. Для численного изучения проблемы используется коммерческий программный пакет CST Microwave Studio. Рис.3а показывает зависимость максимального

значения коэффициента направленности D_{max} от положения точечного дипольного источника в случае сферы радиуса $R_s = 90$ нм без выемки (синяя кривая), на длине волны $\lambda = 455$ нм. Эта зависимость имеет максимум D_{max} когда источник помещён внутри частицы на расстоянии 20 нм от её поверхности. Анализ показывает, что в этом случае электрическое и магнитное поля внутри частицы сильно неоднородны. Это соответствует возбуждению мультипольных моментов высших порядков, которые обычно очень малы при однородном возбуждении.

Далее, эффективность возбуждения мультипольных моментов высшего порядка можно усилить путём изготовления на поверхности частицы небольшой выемки и, помещая источник в эту выемку, как показано на Рис.3а. В этом примере центр выемки расположен на поверхности наночастицы. Оптимальный радиус выемки (для достижения максимального значения коэффициента направленности) равен $R_n = 40$ нм. На Рис.3а экстраполированной красной кривой изображена зависимость коэффициента направленности от положения дипольного источника, излучающего на длине волны 455 нм. Максимум коэффициента направленности $D_{max} = 10$ соответствует случаю расположения источника посередине выемки. Зависимость направленности наноантенны от длины волны для этого расположения источника приведена на Рис.3б. Рисунок-вставка показывает трёхмерную диаграмму направленности наноантенны на длине волны $\lambda = 455$ нм.

Амплитуды и фазы электрических и магнитных мультипольных моментов для этого распределения поля показаны на Рис.4аб, где мы отмечаем сильное увеличение амплитуд $a_E(1,0)$, $a_M(1,\pm 1)$, $a_M(2,\pm 2)$, $a_M(3,\pm 3)$, $a_M(4,\pm 2)$, $a_M(4,\pm 4)$. Эти мультипольные коэффициенты определяют угловое распределение излучения наноантенны. Все остальные мультипольные коэффициенты пренебрежимо малы и их можно не учитывать. Отметим, что абсолютные значения всех магнитных мультипольных коэффициентов превышают коэффициенты электрической природы, соответствующего порядка. Спектр возбуждённых мультипольных коэффициентов значительно шире

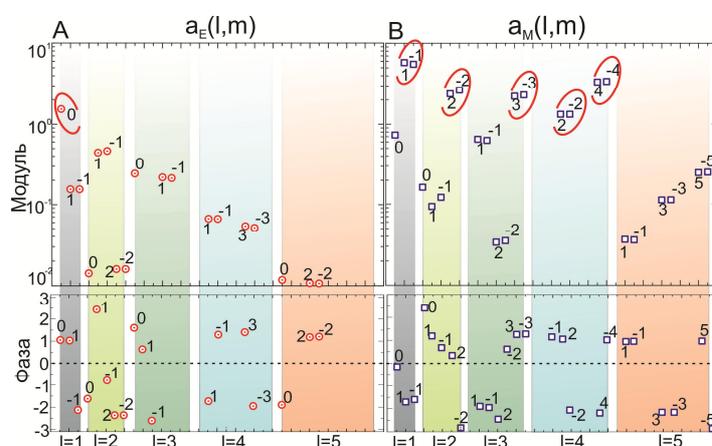


Рисунок 4. Абсолютные значения и фазы (а) электрических и (б) магнитных мультипольных моментов которые обеспечивают максимальный вклад в коэффициент направленности диэлектрической сверхнаправленной наноантенны. Длина волны излучения $\lambda = 455$ нм. Мультипольные моменты обеспечивающие основной вклад для наглядности обведены красными кружками.

спектра возбужденных коэффициентов электрического типа. Поэтому можно сказать, что в сверхнаправленном режиме наноантенна имеет магнитный характер работы. Абсолютные значения коэффициентов $a_M(l, \pm|m|)$ одинакового порядка (l) практически эквивалентны, фазы этих коэффициентов различны. Такое различие в фазах мод с $+|m|$ и $-|m|$ определяет сильную пространственную анизотропию поля излучения.

Итак, в этой статье представлены результаты работ по сверхнаправленным наноантеннам и наноантеннам Яги-Уда выполненным на основе диэлектрических наночастиц с высоким значением диэлектрической проницаемости. Показанно, что такие оптические антенны являются более энергоэффективной альтернативой плазмонным наноантеннам.

Библиографический список

- [1] Novotny L., Hulst N. Antennas for light // Nature Photonics. – 2011. – Vol. 5. – С. 83–90.
- [2] Klimov V. Nanoplasmonics.-Pan Stanford Publishing, 2011.
- [3] Alu A., Engheta N. Wireless at the nanoscale: Optical interconnects using matched nanoantennas // Phys. Rev. Lett.- 2010.-Vol. 104.-P. 213902.
- [4] Coenen T., Vesseur R., Polman A., Koenderink F. Directional Emission from Plasmonic Yagi-Uda Antennas Probed by Angle-Resolved Cathodoluminescence Spectroscopy// Nano Letters. – 2011. – № 11. – С. 3779-3784.
- [5] Dregely D., Taubert R., Dorfmueller J., Vogelgesang R., Kern K., Giessen H. 3D optical Yagi-Uda nanoantenna array// Nature Communications. – 2011. – № 2. – С. 1–7.
- [6] Devilez A., Stout B., Bonod N. Compact metallo-dielectric optical antenna for ultra directional and enhanced radiative emission // ACS Nano.-2010.-Vol. 4.- Pp. 3390-3396.
- [7] Huygens optical elements and yagi-uda nanoantennas based on dielectric nanoparticles / A. E. Krasnok, A. E. Miroschnichenko, P. A. Belov, Y. S. Kivshar // JETP Letters.-2011.-Vol. 94.-P. 635-640.
- [8] All-dielectric optical nanoantennas / A. E. Krasnok, A. E. Miroschnichenko, P. A. Belov, Y. S. Kivshar // Opt. Express.-2012.-Vol. 20.- Pp. 20599-20604.
- [9] Краснок А.Е., Максимов И.С., Денисюк А.И., Белов П.А., Мирошниченко А.Е., Симовский К.Р., Кившарь Ю.С. Оптические наноантенны// УФН.- 2013.- Вып. 183.-С. 561–589.
- [10] Experimental verification of the concept of all-dielectric nanoantennas / D. S. Filonov, A. E. Krasnok, A. P. Slobozhanyuk et al. // Appl. Phys. Lett.-2012.-Vol. 100.-P. 201113.
- [11] Evlyukhin A., Reinhardt C., Seidel A., Luk'yanchuk B., Chichkov B. Optical response features of Si-nanoparticle arrays// Phys. Rev. B. – 2010. – № 82. – С. 045404.
- [12] Balanis C. Antenna theory: analysis and design. – New York: J. Wiley, 1982. –55 с.
- [13] Palik E. Handbook of Optical Constant of Solids. – San Diego: Academic, 1985. –160 с.