18

Усиливающая высоконаправленная полимерная квазикристаллическая антенна

© А.А. Чуев [1], В.А. Чистяков [1,¶], А.А. Дудникова [1], А.Д. Саянский [1], М.С. Сидоренко [1], М.В. Рыбин [1,2]

[1] Университет ИТМО, Физический факультет,
Санкт-Петербург,Россия
[2] ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

[¶]e-mail: v.chistyakov@metalab.ifmo.ru

Поступила в редакцию 22.04.2025 г.
В окончательной редакции 28.04.2025 г.
Принята к публикации 29.04.2025 г.

Разработка оптических антенн является важной проблемой современной фотоники. При этом современные технологические возможности создания таких элементов вносят ряд ограничений, таких как планарная модуляция диэлектрической проницаемости, кроме этого, желательно использовать слабопоглощающие материалы с низким показателем преломления. В настоящей работе представлены результаты по разработке и исследованию диэлектрических наноантенн на основе низкоконтрастных квазикристаллических структур, которые обеспечивают формирование лепестка излучения дипольного источника. Распределение материала структуры определяется с помощью метода обратного дизайна и компьютерной оптимизации для достижения наибольшего коэффициента усиления. Теоретическое исследование свойств оптимизированной оптической антенны показало усиление излучения до 10 dBi при использовании материалов с коэффициентом преломления 1.48.

Ключевые слова: квазикристаллическая фотонная структура, метод обратного дизайна, оптические антенны, высокая направленность, материалы с низким показателем преломления.

DOI: 10.61011/OS.2025.07.61110.7861-25

Введение

Последние десятилетия сопровождались бурным развитием изучения искусственных сред для управления электромагнитным полем — таких как фотонные кристаллы (ФК) и метаматериалы, состоящие из искусственных мета-атомов с резонансными свойствами [1]. В ФК распределение коэффициента преломления обладает периодической модуляцией, что приводит к появлению разрешенных и запрещенных состояний [2]. Особый интерес представляет анализ зонной структуры, поскольку он открывает прикладные возможности для управления спонтанным излучением в фотонных устройствах нанометрового масштаба. В большинстве случаев оптическое излучение обусловлено дипольными переходами электронов, вероятность которых зависит не только от матричного элемента, но и от локальной плотности фотонных состояний (ЛПФС), так называемом эффекте Парселла. На частотах, соответствующих фотонной запрещённой зоне, состояний электромагнитного поля нет, поэтому электронный переход с излучением не произойдёт. Напротив, вблизи границ запрещённой зоны ЛПФС имеет большие значения, что ускоряет излучение за счёт увеличения вероятности электронного перехода. Примечательно, что ЛПФС определяется не только для периодических структур, но и для произвольного диэлектрического окружения эмиттера. Это открывает перспективы для создания эффективных наноантенн, т. е. антенн оптического диапазона. Наноантенна преобразует сильно локализованное электромагнитное поле, созданное дипольным источником, в электромагнитные волны в свободном пространстве и наоборот. О дизайне и практической реализации наноантенн активно публикуются исследования, начиная с 2010-х, благодаря прогрессу в области 3D-нанотехнологий [3–5]. Наноантенны находят применение в биозондировании [6], спектроскопии [7], создании оптических ловушек [8] и реализации оптических вычислений [9]. Кроме того, они имеют важное значение в перспективных квантовых системах передачи данных, где необходимо эффективно передавать оптические сигналы между различными частями квантовой передающей линии [9].

Обычно дизайн наноантенн основан на известных из радиофизики конструкциях, а также на интуитивных соображениях. Альтернативным подходом являются методы обратного дизайна с использованием методов численной оптимизации [10,11]. Данные методы приводят к сложному распределению материала, но при этом структуры демонстрируют более высокие характеристики по сравнению с периодическими аналогами. Большинство методов обратного дизайна предполагают задание требуемых электромагнитных свойств устройства, после чего алгоритм находит соответствующую этим требованиям структуру. Отчасти это напоминает методы голографии [12]. Недавно [13,14] сообщалось о квазикристаллических структурах, основанных на моди-

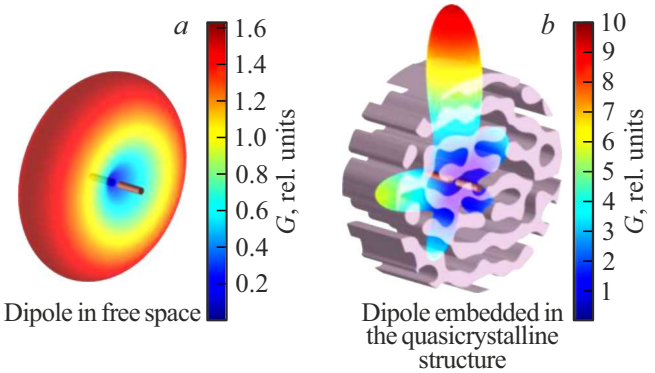

Рис. 1. (*a*) Диаграмма направленности излучения элементарного диполя. (*b*) Диаграмма направленности излучения элементарного диполя, встроенного в центр квазикристаллической структуры. Длина волны излучения равна $\lambda = 1550\,\text{nm}$.

фикации обратного пространства, в которых формируется полная запрещенная фотонная зона в 2D- и 3D-средах при низком диэлектрическом контрасте. Аналогичный подход позволил разработать оптически прозрачные квазикристаллические структуры с селективным рассеянием, зависящим от длины волны и направления падающего света [15,16]. Данные структуры основаны на распределении множества синусоидальных решеток с индивидуальными угловыми координатами в обратном пространстве. Важно подчеркнуть, что, поскольку зонная структура квазикристаллических систем может непосредственно зависеть от ориентации решёток, их можно оптимизировать для достижения высокого усиления в оптических антеннах на их основе.

В настоящей работе мы предлагаем низкоконтрастные наноантенны на основе квазикристаллических структур для усиления излучения дипольного источника на длине волны границы стоп-зоны (рис. 1). Для нахождения распределения материала в структуре используется метод обратного дизайна. В обратном пространстве задается набор решеток со случайными угловыми координатами, которые оптимизируются для достижения наибольшего коэффициента усиления наноантенны. Проведены расчеты для структур из материала с коэффициентом преломления 1.48, который соответствует доступным материалам (диоксид кремния, полимеры и др.). В результате оптимизации сфокусированное усиление излучения наноантенны более чем в два раза выше по сравнению со структурой до оптимизации.

Дизайн структуры

Квазикристаллическая фотонная структура формируется в результате преобразования Фурье максимумов (дельтаобразных пиков), расположенных на окружности в обратном пространстве с индивидуальными угловыми координатами, но одинаковыми амплитудой и фазой. В прямом пространстве распределение материала сформированной структуры будет иметь непрерывный показатель преломления. Для возможности экспериментального воспроизведения фотонной структуры проводится бинаризация среды, в результате которой получается структура, состоящая из двух материалов с разными показателями преломления. Математически бинарное распределение показателя преломления можно представить следующим образом:

$$n_b(\mathbf{r}) = \Theta\left\{\sum_{i=1}^{N} \sin(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})\right\}, \tag{1}$$

где Θ — функция Хевисайда, N — общее число максимумов на окружности в обратном пространстве, $\mathbf{k}_i$ — направление к максимуму с индексом i. Отметим, что при построении фактически используются два максимума, поскольку преобразование Фурье синусоидальной функции соответствует двум дельта-образным пикам с координатами $\pm\mathbf{k}_{ij}$ в обратном пространстве. Каждая решетка имеет одинаковый период $a = 526\,\text{nm}$, поэтому расстояние от центра окружности до каждого из максимумов равно $|\mathbf{k}_i| = k_0 = 2\pi/a$. На рис. 2, *a* представлено распределение десяти решеток на окружности в обратном пространстве со случайными угловыми координатами α_i.

В приведенном уравнении функция Хевисайда определяет процедуру бинаризации. Бинарное распределение показателя преломления $n_b(\mathbf{r})$ будет равно нулю для отрицательных значений фурье-образа и единице — для положительных. Пусть ноль соответствует показателю преломления воздуха $n_1 = 1$. Единицы представляют материал $n_2 = 1.48$, характерный для широкодоступных диэлектриков, таких как полимеры или диоксид кремния. Дополнительно предполагается, что материал обладает слабым поглощением $\tan\delta = 0.001$. Отметим, что в результате бинаризации фактор заполнения для обоих материалов составляет 50 %.

Поскольку диаграмма направленности излучения дипольного источника (рис. 1, *a*) имеет тороидальную форму, мы ограничиваем распределение показателя преломления в прямом пространстве по форме диска с диаметром основания $L = 8a$ и высотой $h = 2a$. На рис. 2, *b* показан пример такой структуры на основе случайного распределения угловых координат решеток в обратном пространстве.

Оптимизация структуры

Численное моделирование, представленное в работе, проводилось с помощью коммерческого программного обеспечения *CST Studio Suite*. Элементарный диполь, ориентированный вдоль оси z, был расположен в центре квазикристаллической структуры (рис. 2, *b*). При этом непосредственно источник окружен воздухом, заполняющим небольшое цилиндрическое пространство вокруг. Изменение характеристик излучения диполя обусловлено изменением ЛПФС. Отметим, что ранее существенное увеличение ЛПФС наблюдалось на краях стоп-зон

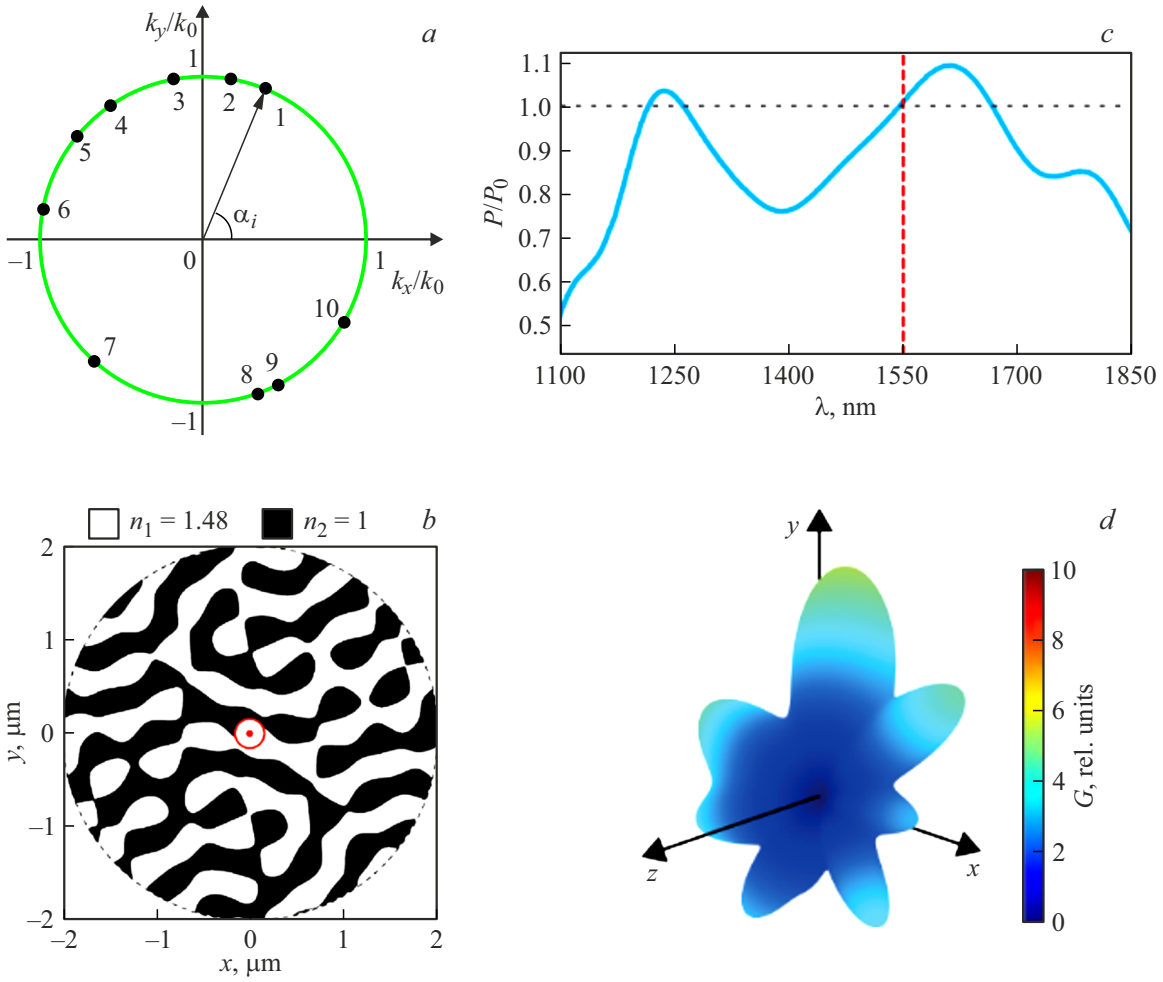

Рис. 2. (*a*) Схематическое представление десяти максимумов в обратном пространстве со случайными угловыми координатами решеток α_i. (*b*) Изображение сгенерированной квазикристаллической структуры на основе случайных угловых координат решеток. (*c*) Нормированный спектр мощности излучения элементарного диполя, встроенного в центр квазикристаллической структуры. (*d*) Диаграмма направленности излучения элементарного диполя, встроенного в центр квазикристаллической структуры. Длина волны излучения равна $\lambda = 1550$ nm.

одномерных ФК [17]. Этот эффект объясняется уменьшением групповой скорости мод $\delta\omega/\delta k$ вблизи границ стоп-зоны по сравнению с групповой скоростью мод в свободном пространстве и, как следствие, приводит к повышению ЛПФС в точке нахождения источника [18]. Через излучаемую диполем мощность P величину увеличения ЛПФС можно найти, зная действительную часть импеданса излучения [19]. Полученное значение нормируется на излучение диполя P_0 в однородной среде со средним показателем преломления структуры. На рис. 3, *c* показан нормированный спектр мощности излучения диполя для случайного распределения направлений решеток в квазикристаллической структуре. Спектр демонстрирует полосу подавления излучения (фотонную запрещенную зону) вокруг длины волны 1370 nm. Для длины волны телекоммуникационного диапазона $\lambda = 1550$ nm наблюдается усиление мощности излучения по сравнению с однородной средой. Как известно, в дальней зоне излучения диполя векторы электрической и магнитной напряженности синфазны. Поэтому на длине волны 1550 nm ожидается эффективный перенос энергии в дальнее поле [20].

Важной характеристикой наноантенн является направленность излучения, т.е. усиление мощности передачи и приема в конкретном направлении. Направленность излучения характеризуется коэффициентом направленного действия (КНД): $D(\theta, \phi) = 4\pi P(\theta, \phi)/P_{tot}$, где $P(\theta, \phi)$ — плотность мощности излучения в направлении сферических угловых координат (θ, ϕ), P_{tot} — полная мощность излучения во всех направлениях. Характеристикой, которая учитывает потери в материалах, образующих квазикристаллическую структуру, является коэффициент усиления (КУ) G, который однозначно связан с КНД $G = \eta D$, где $0 \le \eta < 1$ — коэффициент полезного действия (КПД). На рис. 2, *d* показана трехмерная диаграмма направленности диполя, расположенного в центре квазикристаллической структуры на длине волны 1550 nm. Неоптимизированная оптическая

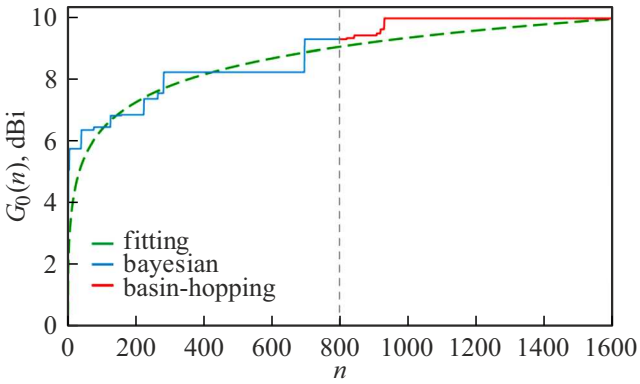

Рис. 3. График зависимости максимума коэффициента усиления от номера итераций, полученный методом байесовской оптимизации (голубая линия) и локально-прыжковой оптимизацией (красная линия). Зелёной штриховой линией показана функция аппроксимации. Вставкой показана кривая сходимости в логарифмическом масштабе.

антенна демонстрирует максимальный КУ $G_0 = 5.25$ dBi и ширину основного лепестка, равную 43°. Принято считать, что в высоконаправленных антеннах ширина основного лепестка диаграммы направленности составляет несколько градусов $(5 - 20°)$, а КУ порядка 10 dBi. Таким образом, неоптимизированная квазикристаллическая антенная система не является высоконаправленной.

Оптимизация наноантенны

Основная задача оптимизации состояла в определении геометрии квазикристаллической наноантенны, обеспечивающей высокую направленность излучения дипольного источника в выделенном направлении. Для этого мы применили двухэтапную процедуру оптимизации. На первом этапе использовался итерационный алгоритм Байеса [21], основанный на поиске минимумов функции с априори неизвестным числом локальных экстремумов. Геометрия структуры, максимум КУ G_0 и направление усиления зависят от полярных координат решеток α_i. Таким образом, математическая формулировка задачи сводится к поиску глобального максимума G_m целевой функции нашей системы $G_0(\alpha_i)$, т. е. максимизации значения КУ G_0 при варьировании полярных координат решеток:

$$G_m = \max_{0 \le \alpha_i \le 2\pi} G_0(\alpha_i) \qquad (2)$$

Байесовская оптимизация использует вероятностную модель на основе гауссовских процессов для предсказания значений целевой функции в точках, где она ещё не была исследована. Преимуществом этого подхода является эффективность для оптимизации ресурсоемких функций, требующих значительных вычислительных затрат. Для этого на каждом шаге алгоритма оптимизации строится вероятностная интерполяция целевой функции между её известными значениями, соответствующими наборам α_i, полученным на предыдущих итерациях. Для моделирования априорного распределения используется гауссовский процесс, в результате которого определяется некая функция полезности, на основе которой выбираются наиболее вероятные значения в наборе α_i для следующего шага итерации. Таким образом, байесовская оптимизация минимизирует вычисление целевой функции, но математическая сложность определения следующего шага увеличивается, поскольку возрастает размерность задачи. Поэтому на определенном этапе байесовская оптимизация оказывается менее эффективной, чем другие методы.

На первой итерации использовался случайно сгенерированный набор угловых координат α_i (рис. 2, *a*). Вычисление диаграммы направленности излучения в дальнем поле проводилось на длине волны $\lambda = 1550$ nm. На каждой итерации алгоритм байесовской оптимизации вычисляет целевую функцию и корректирует значения полярных координат α_i, чтобы улучшить значение целевой функции, ожидаемое на следующем шаге.

Время вычисления целевой функции занимало на наших вычислительных мощностях приблизительно 40 s. Время выполнения первых итераций было сопоставимо с временем вычисления целевой функции, однако по мере увеличения числа итераций затрачиваемое время увеличивалось. Процесс байесовской оптимизации был остановлен после 800 итераций, поскольку выполнение одной итерации достигло около часа. На рис. 3 голубой линией показана зависимость максимума КУ от номера итерации методом байесовской оптимизации. Максимум КУ увеличивается с ростом номера итерации и стремится к 10 dBi. Визуально график достигает плато на уровне $G_0 = 9.24$ dBi. На вставке показана кривая сходимости максимума КУ от номера итерации в логарифмическом масштабе. Представленная зависимость носит линейный характер и может быть аппроксимирована логарифмической функцией $G_0(n) \approx 3lg(n+1) + 0.3$, где n — номер итерации. Зеленым штрихом отмечена функция аппроксимации, которая хорошо описывает кривую сходимости.

Далее для совершенствования дизайна квазикристаллической структуры после применения байесовского алгоритма мы использовали метод локально-прыжковой оптимизации (*basin-hopping*) [22]. Данный алгоритм сочетает в себе два ключевых подхода: случайное возмущение параметров системы с последующей локальной оптимизацией и вероятностный критерий принятия новых наборов α_i. В качестве начальной итерации были взяты угловые координаты, полученные в результате байесовской оптимизации. Мы ожидаем дополнительно улучшить результаты, достигнутые на предыдущем этапе.

На рис. 3 красной линией показана зависимость максимума КУ от номера итерации, полученная методом локально-прыжковой оптимизации. В ходе исследования было выполнено 800 итераций с временем вычисления 40 s на каждую итерацию. В результате значение КУ было максимизировано до уровня $G_0 = 9.92$ dBi.

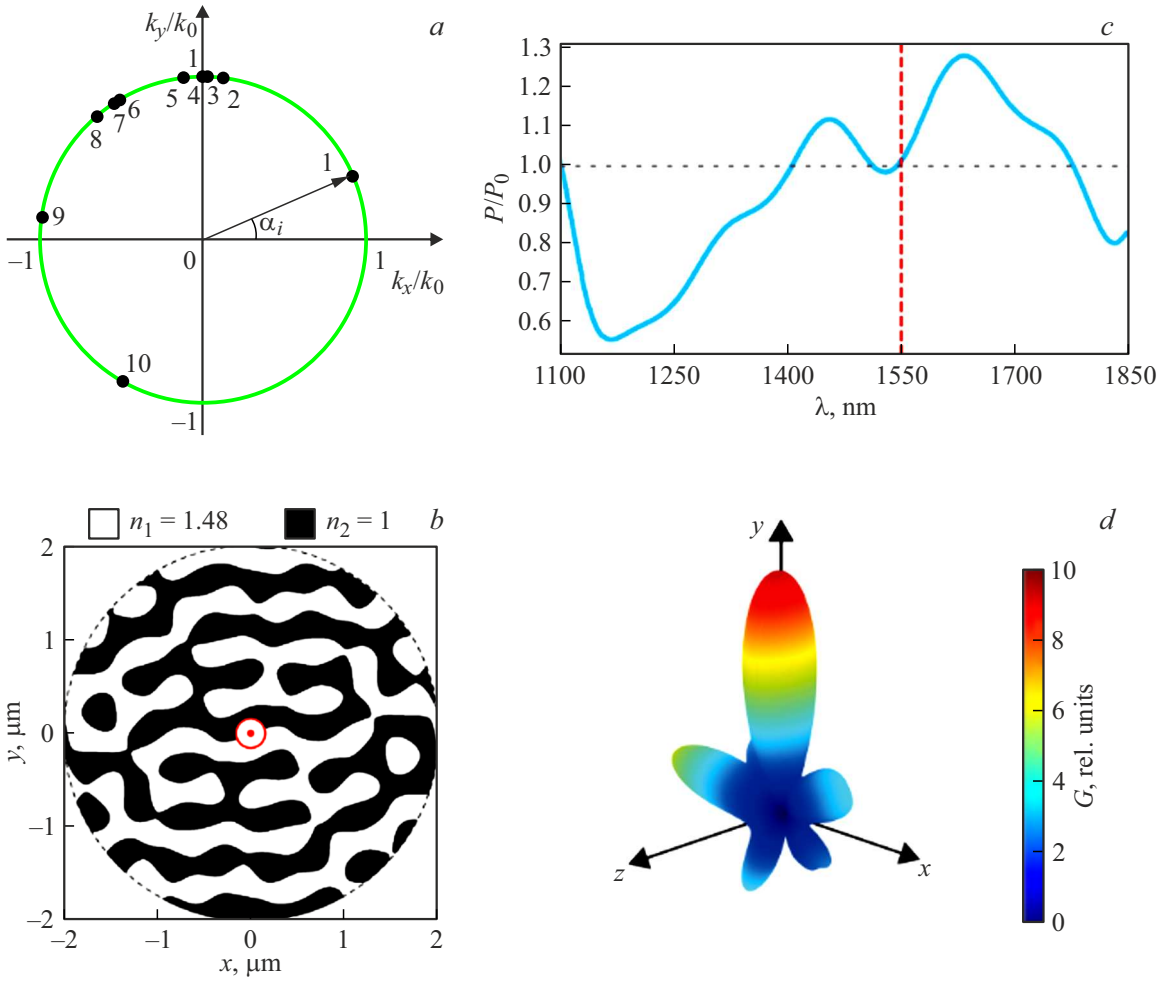

Рис. 4. (*a*) Схематическое представление десяти максимумов в обратном пространстве с угловыми координатами решеток α_i, полученными в результате оптимизации. (*b*) Изображение сгенерированной квазикристаллической структуры на основе оптимизированных угловых координат решеток. (*c*) Нормированный спектр мощности излучения элементарного диполя, встроенного в центр квазикристаллической структуры. (*d*) Диаграмма направленности излучения элементарного диполя, встроенного в центр квазикристаллической структуры. Длина волны излучения равна $\lambda = 1550$ nm.

Наблюдаемая зависимость хорошо описывается ранее предложенной аппроксимирующей функцией (зеленая штриховая линия).

Мы провели исследование геометрии оптимизированной структуры, полученной алгоритмом локально-прыжковой оптимизации. Результаты оптимизации для полярных координат решеток представлены на рис. 4, *a*. Большинство максимумов на окружности сосредоточено в полюсе для положительного направления оси k_y. Геометрия оптимизированной квазикристаллической антенны в прямом пространстве показана на рис. 4, *b*. Визуально распределение материала напоминает брэгговскую решетку с чередованием слоев в направлении оси *y*. Спектр нормированной мощности излучения P/P_0 на рис. 4, *c* демонстрирует максимум вблизи длины волны 1620 nm. Несмотря на то, что пик ЛПФС смещен относительно ожидаемой длины волны 1550 nm, эффект усиления мощности излучения проявляется в небольшой полосе относительно пика ЛПФС. На рис. 4, *d* показана трехмерная диаграмма направленности излучения рассматриваемой структуры на длине волны 1550 nm. Главный лепесток направлен преимущественно в положительном направлении оси *y*, а в противоположном направлении интенсивность излучения существенно подавлена. Ширина главного лепестка составляет 20°, а максимум КУ достигает $G_0 = 9.92$ dBi. Исходя из этого можно сказать, что оптимизированная квазикристаллическая структура реализует режим высоконаправленной наноантенны с заданными характеристиками.

Обсуждение результатов

Поскольку дизайн в обратном пространстве не ограничен (в отличие от периодических фотонных аналогов), характеристики предложенной антенной системы могут быть модифицированы. С помощью методов оптимизации мы можем сформировать сфокусированное

излучение встроенного дипольного источника для более чем одного направления. По сравнению с высоконаправленными плазмонными антеннами наша конструкция имеет значительно меньшие диссипативные потери ($\tan\delta \approx 10^{-3}$), что достигается за счет использования диэлектрического материала с низким контрастом показателей преломления материалов и отказа от резистивных нагрузок. Современные методы электронно-лучевой литографии позволяют изготовить предложенную структуру с точностью в несколько нанометров из доступных оптически прозрачных полимеров. Использование низкоконтрастных диэлектрических материалов в конструкции нашей антенны имеет преимущество также и перед наноантеннами с высоким значением диэлектрической проницаемости в оптических системах передачи информации, поскольку они обладают низким коэффициентом отражения при приеме сигнала.

Заключение

Таким образом, мы продемонстрировали диэлектрическую наноантенну на основе квазикристаллической структуры с низким контрастом материалов 1.48, заданную на основе метода дизайна в обратном пространстве. В обратном пространстве случайное распределение максимумов вдоль окружности соответствует множеству решеток в прямом пространстве. Для достижения направленного усиления встроенного дипольного источника мы оптимизировали случайные угловые координаты решеток. Сфокусированное усиление излучения в такой структуре наблюдается вблизи граничной частоты стоп-зоны. Мы показали, что в оптимизированной структуре коэффициент усиления достигает 10 dBi. Антенны такого типа могут найти применение в оптических системах передачи информации и вычислений.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант 20-79-10316).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, УФН, **189**, 881 (2019).
[2] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton University Press, Princeton, 2008), 2nd edn.
[3] A.F. Koenderink. ACS Photonics, **4**, 710 (2017).
[4] M.R. Hasan, O.G. Hellesø. Nanotechnology, **32**, 202001 (2021).
[5] N. Li, Y. Lai, S.H. Lam, H. Bai, L. Shao, J. Wang. Advanced Optical Materials, **9**, 2001081 (2021).
[6] A. Tittl, C. Kremers, J. Dorfmuller, D.N. Chigrin, H. Giessen. Optical Materials Express, **2**, 111 (2012).
[7] F. Neubrech, C. Huck, K. Weber, A. Pucci, H. Giessen. Chemical Reviews, **117**, 5110 (2017).
[8] B.J. Roxworthy, K.D. Ko, A. Kumar, K.H. Fung, E.K. Chow, G.L. Liu, N.X. Fang, K.C. Toussaint, Jr. Nano Letters, **12**, 796 (2012).
[9] A. Alu, N. Engheta. Physical Review Letters, **104**, 213902 (2010).
[10] P.R. Wiecha, A. Arbouet, C. Girard, O.L. Muskens. Photonics Research, **9**, B182 (2021).
[11] R. Hernandez, P.R. Wiecha, J.M. Poumirol, G. Agez, A. Arbouet, L. Ressier, V. Paillard, A. Cuche. JOSA B, **41**, A108 (2024).
[12] H. Wang, W. Jin, C. Guo, N. Zhao, S.P. Rodrigues, S. Fan. ACS Photonics, **9**, 1358 (2022).
[13] L. Maiwald, T. Sommer, M.S. Sidorenko, R.R. Yafyasov, M.E. Mustafa, M. Schulz, M.V. Rybin, M. Eich, A.Y. Petrov. Advanced optical materials, **10**, 2100785 (2022).
[14] V.A. Chistyakov, R.R. Yafyasov, A.D. Sayanskiy, M.S. Sidorenko, M.V. Rybin. Opt. Lett., **49**, 3664 (2024).
[15] V.A. Chistyakov, M.S. Sidorenko, A.D. Sayanskiy, M.V. Rybin. JETP Letters, **117**, 742 (2023).
[16] M.E. Mustafa, M. Eich, A.Y. Petrov. Opt. Mater. Express, **14**, 1281 (2024).
[17] J.P. Dowling, M. Scalora, M.J. Bloemer, C.M. Bowden. J. Applied Physics, **75**, 1896 (1994).
[18] K. Sakoda. *Optical properties of photonic crystals*, vol. 2, (Springer, 2005).
[19] A.E. Krasnok, A.P. Slobozhanyuk, C.R. Simovski, S.A. Tretyakov, A.N. Poddubny, A.E. Miroshnichenko, Y.S. Kivshar, P.A. Belov. Scientific Reports, **5**, 12956 (2015).
[20] В.В. Никольский. *Электродинамика и распространение радиоволн* [Учеб. пособие для радиотехн. спец. вузов], (Наука, Москва, 1989).
[21] P.I. Frazier. arXiv preprint arXiv:1807.02811 (2018).
[22] D.J. Wales, J.P. Doye. J. Physical Chemistry A, **101**, 5111 (1997).