

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 621.396

ОПТИЧЕСКАЯ АНТЕННА С УПРАВЛЯЕМОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В КАНАЛАХ АТМОСФЕРНОЙ СВЯЗИ

© 2023 г. К. А. Вытовтов^а *, Е. А. Барабанова^а, М. Г. Иванов^а

^а Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук,
ул. Профсоюзная, 65, Москва, 117997 Российская Федерация

*E-mail: vytovtov_konstan@mail.ru

Поступила в редакцию 08.12.2022 г.

После доработки 19.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Представлена математическая модель новой антенны оптического диапазона (1550 нм) с электрически управляемой диаграммой направленности. Рассмотрен принцип ее работы и приведен расчет основных параметров. Показано, что в отличие от ранее существующих решений в данной антенне нет необходимости в сведении лучей на расстояние половины длины волны. В рамках модели рассчитан электрооптический коммутатор на основе ниобата лития. Приведены и рассчитаны такие элементы антенны, как фазовращатель и дефлектор.

DOI: 10.31857/S0033849423110086, EDN: SUNGJC

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наблюдается тенденция к повсеместной интеграции систем высокоскоростной передачи данных [1–5]. Ограниченная пропускная способность электронных систем радиодиапазона является причиной широкого использования систем оптического диапазона. Значительную часть таковых представляют волоконно-оптические линии передачи [6, 7] и системы оптической технологии свободного пространства (FSO) [8].

На сегодняшний день получили широкое распространение беспроводные оптические системы в свободном пространстве [7] и лазерные атмосферные линии связи [9]. Такие системы находят широкое применение в спутниковых системах связи [10] и системах навигации [11]. Перспективными являются атмосферные оптические магистральные сети [12], использующие вышеописанные технологии. Однако, в таких системах для передачи информации используются гауссовы пучки довольно узкой ширины, что требует их точного позиционирования друг относительно друга. Вследствие этого основным недостатком таких систем является сильная метеозависимость параметров излучения [10], что приводит к значительным помехам в оптическом канале и снижению коэффициента доступности канала. В большинстве существующих решений описанные недостатки были устранены путем внедрения системы автоматического поворота приемной антенны в направле-

нии передающей антенны [12]. Данная система наведения имеет механически движущиеся части, из-за чего обладает низкой скоростью и пониженной надежностью. Вследствие этого целесообразно использовать системы с электрическим управлением направления излучения. Одной из таких систем является оптическая фазированная наноантенная решетка, описанная в [13]. Она управляется отдельными интегрированными термооптическими фазовращателями, способными изменять фазу проходящего через них излучения на 2π в результате подачи электрического импульса. Антенна с аналогичным принципом действия описана в работе [14]. Недостатком этих решений является высокая инерционность тепловых процессов переключающих элементов, приводящая к значительным задержкам в изменении пространственной ориентации диаграммы направленности антенны. По этой причине описанные выше решения не могут применяться в качестве высокоскоростных атмосферных каналов связи.

Цель данной работы – разработать математическую модель оптической антенны с управляемой диаграммой направленности.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве диапазона длин волн разрабатываемой модели оптической антенны выбрана ближняя инфракрасная область (1550 нм), соответствующая окну прозрачности наиболее распространенных

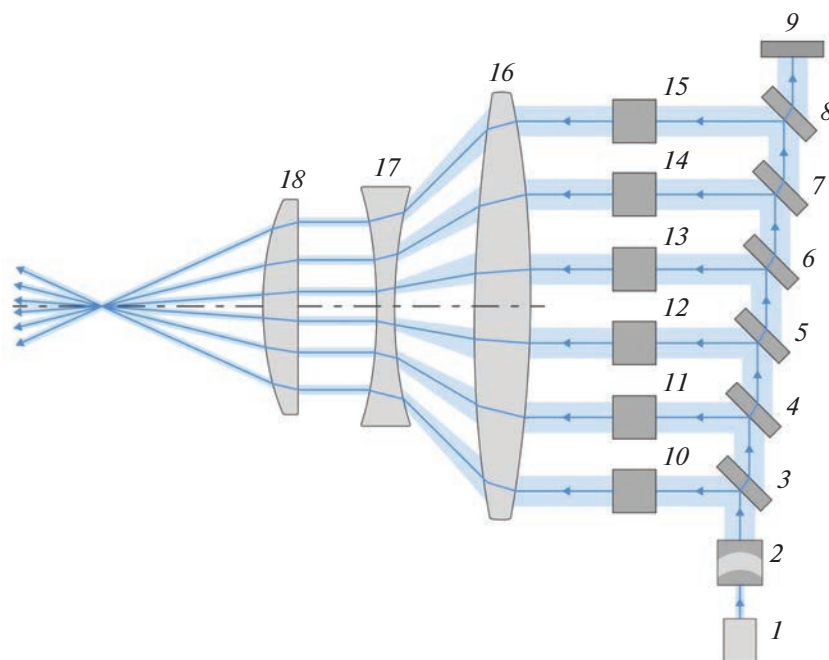


Рис. 1. Структура передающей оптической антенны: 1 – лазерный источник излучения, 2 – оптический дефлектор, 3–8 – оптические ключи, 9 – поглощающий экран, 10–15 – фазовращатели, 16–18 – линзы.

оптических каналов [15]. Контроль диаграммы направленности антенны осуществляется высокоскоростной электрооптической системой коммутации.

Для достижения указанных выше требований в конструкции антенны нежелательны механически подвижные элементы, благодаря которым сегодня происходит настройка, фокусировка и управление направлением излучения [16]. Немаловажной задачей является выбор и математическое описание материала оптических ключей. Структура оптического ключа должна позволять изменять свои оптические свойства в зависимости от приложенного внешнего электрического поля.

Важной задачей является обеспечение постоянства фаз лучей соседних каналов антенны в точке фокуса. Для этого применена система фазовращателей, компенсирующих набег фаз между каналами из-за разных длин оптического пути. Фокусирование антенны обеспечивается длиннофокусным объективом. Также учтены углы расхождения оптического луча при его распространении и сечения выходного пучка на рабочем расстоянии.

2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРА АНТЕННЫ

Рассмотрим принцип действия и структуру на примере передающей антенны (рис. 1). Оптическая антенна состоит из лазерного источника из-

лучения 1, оптического дефлектора 2, оптической коммутационной системы, состоящей из оптических ключей 3–8, поглощающего экрана 9, оптической системы фазовращателей 10–15, телескопической линзовой системы 16–18. В зависимости от состояния оптической коммутационной системы, луч света может распространяться различными путями.

Узкий луч света от лазерного источника 1 поступает на оптический дефлектор 2, который увеличивает поперечное сечение пучка до величины, соизмеримой с площадью оптического ключа и преобразует гауссов пучок в пучок Бесселя. Это необходимо для уменьшения плотности светового потока, падающего на оптические ключи, во избежание их выгорания. Помимо этого дефлектор формирует на выходе пучок Бесселя, который, в отличие от гауссова пучка, не дифрагирует, сохраняя неизменное поперечное распределение при распространении. После этого луч поступает на матричный коммутатор, состоящий из оптических ключей 3–8. В общем случае они образуют матрицу $m(n+1)$, каждый элемент которой представляет собой управляемое зеркало, расположенное под углом 45° к направлению распространения лучей. На рис. 2 представлена матрица 4×5 . Столбец ключей I–IV образует систему вертикального отклонения луча. Строки A–D соответствуют системе горизонтального отклонения луча, действуя аналогичным образом.

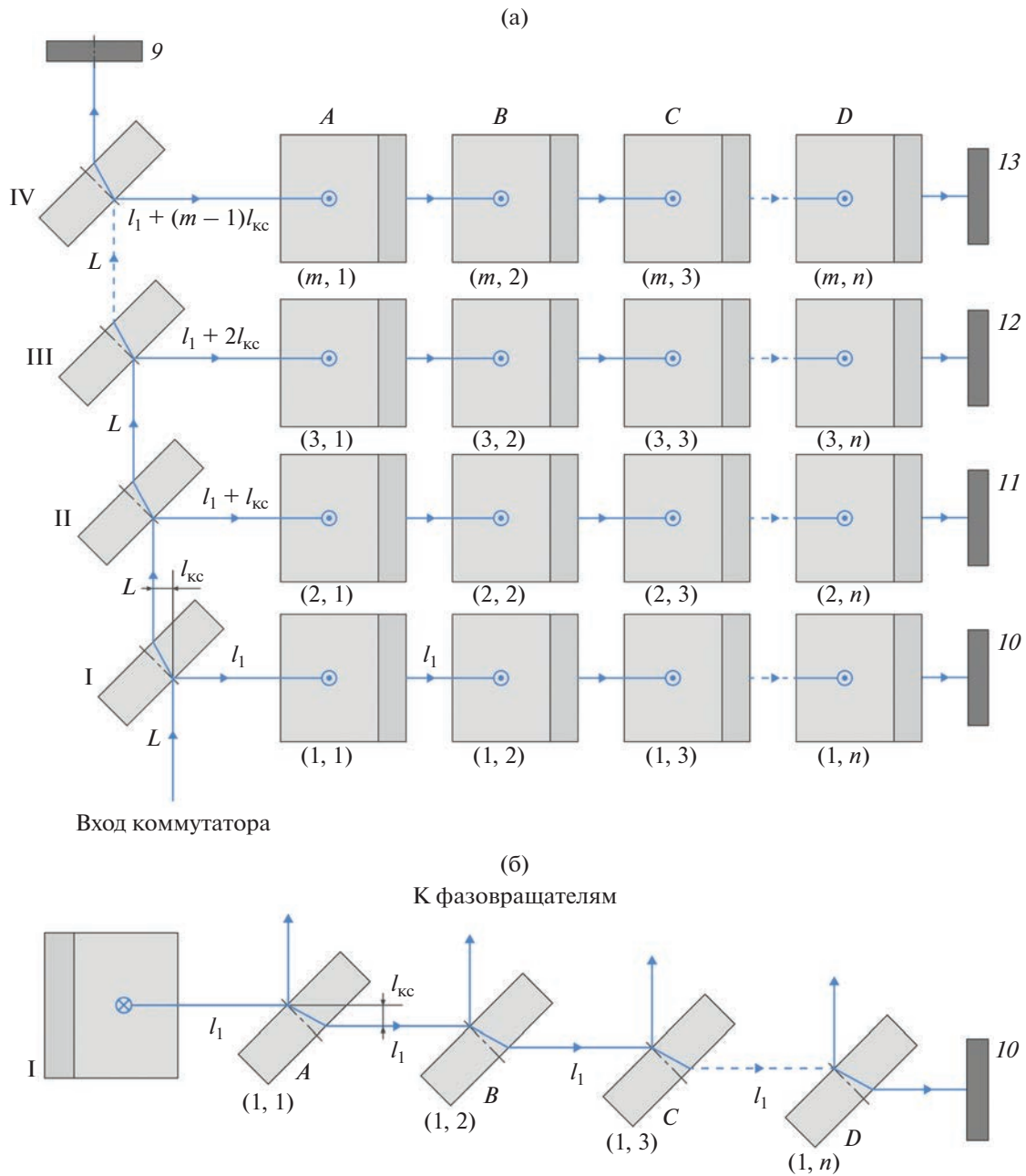


Рис. 2. Оптическая коммутационная система: а) фронтальный вид; б) вид снизу: I–IV – ключи вертикальной системы отклонения, A–D – ключи горизонтальной системы отклонения, 9 – поглощающий экран, 10–13 – фазовращатели.

Изначально все оптические ключи вертикального отклонения открыты ($|T_i| \approx 1$, где T_i – коэффициент прохождения i -го ключа), в результате чего луч лазера проходит через них на поглотитель 9 (см. рис. 1, 2). При подаче напряжения на i -й ключ системы вертикального отклонения (столбец I–IV), он закрывается ($|T_i| \approx 0$). Луч света меняет свое направление распространения на горизонтальное по соответствующей строке A–D до аналогичного поглотителя 10–13 (см. рис. 2). При подаче на-

пряжения на j -й ключ горизонтальной системы A–D, он закрывается ($|T_j| \approx 0$) (см. рис. 2). Таким образом, луч света имеет два контролируемых направления распространения, которые определяются индексами (i, j) из общего числа дискретных значений (m, n) .

Так как в зависимости от индексов i, j луч света может проходить различные оптические расстояния в коммутационной системе, необходимо обеспечить на выходе антенны равенство фаз лу-

чей соседних каналов. По этой причине после каждого оптического ключа на пути света следует оптический фазовращатель 10–15 (см. рис. 1), компенсирующий это приращение фазы. После этого все каналы поступают в линзовую систему 16–18. Линзовая система уменьшает поперечное сечение каждого луча и собирает все лучи в точке фокуса. В зависимости от точки падения луча на линзу 16, изменяются углы распространения луча в точке фокуса. Таким образом, переключая пары оптических ключей $m(n+1)$, можно изменять диаграмму направленности оптической антенны.

Принимающая антенна устроена аналогичным образом. Для приема оптического сигнала необходимо заменить лазерный источник детектирующим фотоприемником.

2.1. Оптический ключ

На сегодняшний день хорошо известны различные типы немеханических оптических ключей. Каждый из них базируется на управляемом материале, способном изменять свои оптические свойства под воздействием электрического или магнитного поля, акустической волны и т.д., управляя тем самым состоянием ключа.

Управляемые материалы можно разделить на четыре группы – магнитооптические, электрооптические, акустооптические и термооптические. Кроме того, есть бистабильные материалы. Для управления показателем преломления первых необходимо использовать соленоиды, что не только увеличивает габариты конструкции, но и приводит к необходимости экранирования магнитного поля [17]. Материалы, способные проявлять бистабильный эффект, сильно ограничены диапазоном интенсивности падающей световой волны, что приводит к низкой энергоэффективности при создании антенн повышенной мощности [18]. Акустооптические материалы применяются в узком диапазоне длин волн и требуют наличия генератора акустических колебаний, что существенно усложняет их применение [19]. Термооптические материалы ограничены рабочим диапазоном температур и требуют большого количества времени для изменения состояния [13], что в перспективе не позволяет использовать их в быстродействующих системах. В данной работе рассчитан оптический ключ на основе электрооптического управляемого материала – ниобата лития (LiNbO_3) [20, 21]. В отличие от рассмотренных выше материалов, ниобат лития управляется электрическим полем, создание и контроль которого значительно проще, чем магнитного. Его преимуществом является низкая электромагнитная инерционность и отсутствие необходимости в дополнительных энергетических затратах.

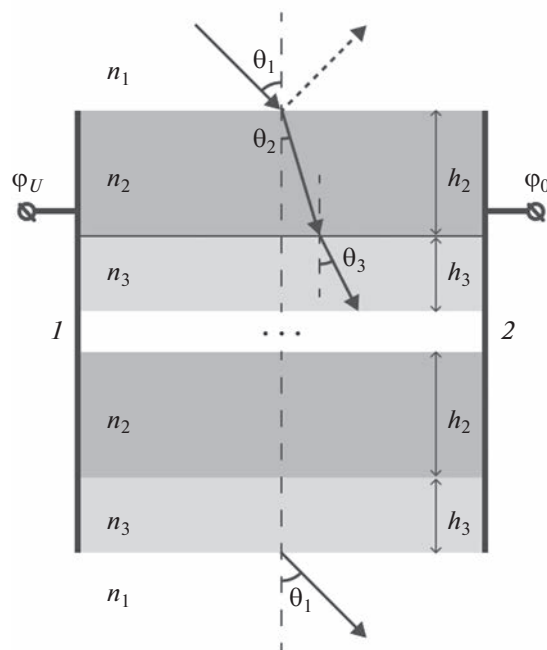


Рис. 3. Оптический ключ в сечении: n_1 – коэффициент преломления внешней среды (воздух); n_2 – коэффициент преломления слоев ниобата лития (LiNbO_3); n_3 – коэффициент преломления слоев диэлектрика; θ_1 – угол падения, θ_2 , θ_3 – углы преломления в ниобате лития и диэлектрике, соответственно, h_2 , h_3 – толщины слоев ниобата лития и диэлектрика, φ_U , φ_0 – потенциалы на обкладках структуры.

Оптический ключ (рис. 3) представляет собой периодическую слоистую структуру, каждый двухслойный период которой состоит из тонкой пленки немагнитного диэлектрика, например полиэтилена, толщиной h_3 порядка 10^{-5} м, и ниобата лития (LiNbO_3), толщиной h_2 порядка 10^{-6} м. Слои последнего соединены между собой с торцов электродами 1 и 2. Электроды представляют собой проводящие пластины, соединяющие все слои структуры с двух сторон. При подаче на них управляющей разности электрических потенциалов $\varphi_U - \varphi_0$, между пластинами возникает электрическое поле.

Коэффициент преломления ниобата лития имеет следующую зависимость от напряжения [22]:

$$n_2 = n_0 - \frac{1}{2} \frac{r n_0^3}{l} U - \frac{1}{2} \frac{\zeta n_0^3}{l^2} U^2, \quad (1)$$

где r – электрооптический коэффициент Поккельса ($r = 10^{-12} \dots 10^{-10}$ м/В), ζ – коэффициент Керра ($10^{-18} \dots 10^{-14}$ м²/В²), l – расстояние между электродами $l = 5 \times 10^{-3}$ м, U – напряжение, при-

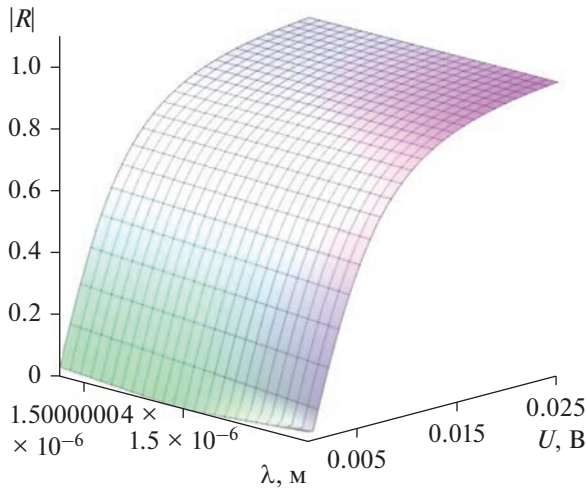


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения от напряжения и длины волны.

кладываемое к электродам; n_0 — коэффициент преломления вакуума ($n_0 = \sqrt{\epsilon\mu} \approx 6.05$) [22].

Для вычисления коэффициентов прохождения и отражения многослойной структуры был использован хорошо известный метод [23, 24], в соответствии с которым коэффициенты прохождения T и отражения R находятся как

$$T = \frac{2\rho_0}{\rho_0^2 M_{21} + \rho_0 M_{11} + \rho_0 M_{22} + M_{12}}, \quad (2)$$

$$R = \frac{M_{12} - \rho_0^2 M_{21} - \rho_0 M_{11} + \rho_0 M_{22}}{\rho_0^2 M_{21} + \rho_0 M_{11} + \rho_0 M_{22} + M_{12}}, \quad (3)$$

где ρ_0 — характеристическое сопротивление вакуума, M_{ij} — элементы характеристической матрицы 2×2 слоистой структуры [25], представленной на рис. 3.

На рис. 4 представлена зависимость модуля коэффициента отражения от подаваемого на электроды напряжения и длины волны. Для расчета были использованы следующие параметры: толщина слоя ниобата лития $h_2 = 10^{-6}$ м, толщина слоя диэлектрика $h_3 = 2 \times 10^{-6}$ м, коэффициент преломления диэлектрика $n_3 = 6$, угол падения $\theta = \pi/4$. Для дальнейшего анализа на рис. 5 приведена кривая для стандартного значения длины волны $\lambda = 1550$ нм. Из рис. 5 видно, что в нормальном состоянии ($U = 0$) ключ открыт, и луч света практически полностью проходит через него. При этом модуль коэффициента отражения составляет 0.00001776. При подаче напряжения ($U \geq 0.03$ В) оптический ключ закрывается, а луч света попадает на соответствующий фазовращатель. При напряжении ($U = 0.03$ В) коэффициент

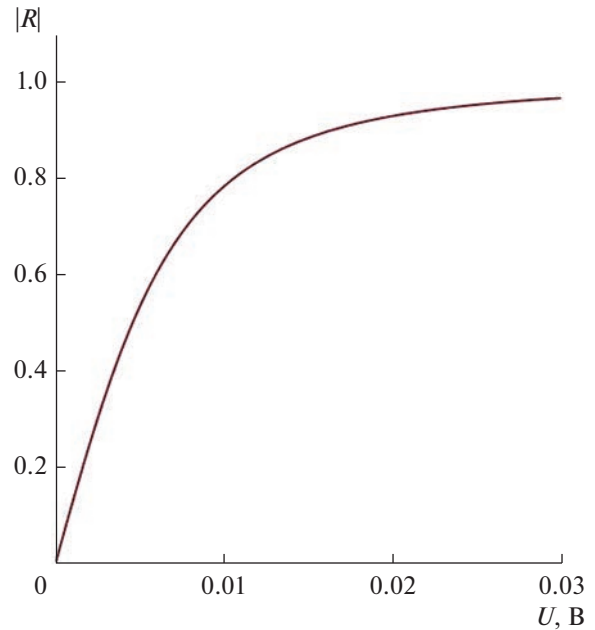


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения от напряжения, при длине волны $\lambda = 1550$ нм.

отражения равен 0.95. Тогда вычислим ослабление входного сигнала для закрытого и открытого состояния ключа соответственно:

$$dB_{\text{закр}} = 10 \lg(R_1) = 10 \lg(0.95) = -0.223 \text{ [дБ]},$$

$$dB_{\text{откр}} = 10 \lg(R_2) = 10 \lg(0.00001776) = -47.5 \text{ [дБ]}.$$

Зависимость фазы отраженной и прошедшей волн от приложенного внешнего напряжения показаны на рис. 6 и 7. Данная характеристика очень важна в данном случае, поскольку фазы коэффициента прохождения и отражения определяют время задержки сигнала [25].

2.2. Телескопическая система линз

Рассмотрим систему линз, изображенную на рис. 8. Система линз должна выполнять две функции: уменьшать поперечное сечение всех падающих лучей и фокусировать их в одной точке. Это необходимо для того, чтобы сфокусировать широкий луч света в каждом канале после прохождения им оптического коммутатора и системы фазовращателей. Далее сфокусированный луч падает на собирающую линзу 3. В зависимости от координаты его падения на линзу (i, j) из (m, n) дискретных значений произойдет преломление луча под определенным углом, и он продолжит распространение во внешней среде в соответствующем направлении. Таким образом, задавая системой оптических ключей значения (i, j) , можно

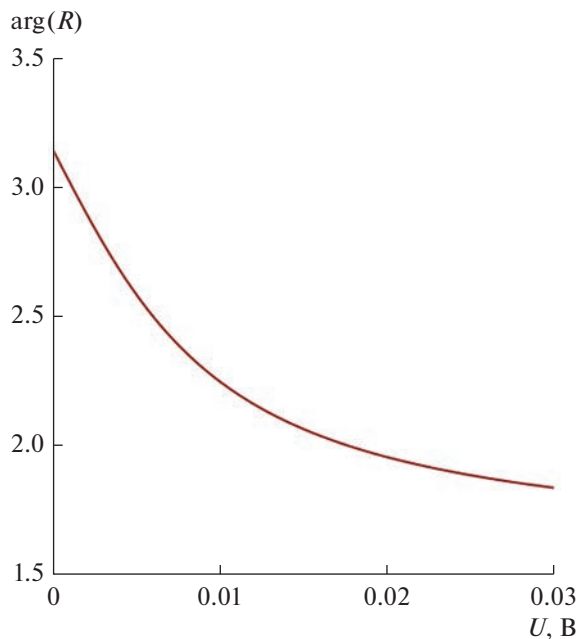


Рис. 6. Зависимость фазы коэффициента отражения от напряжения.

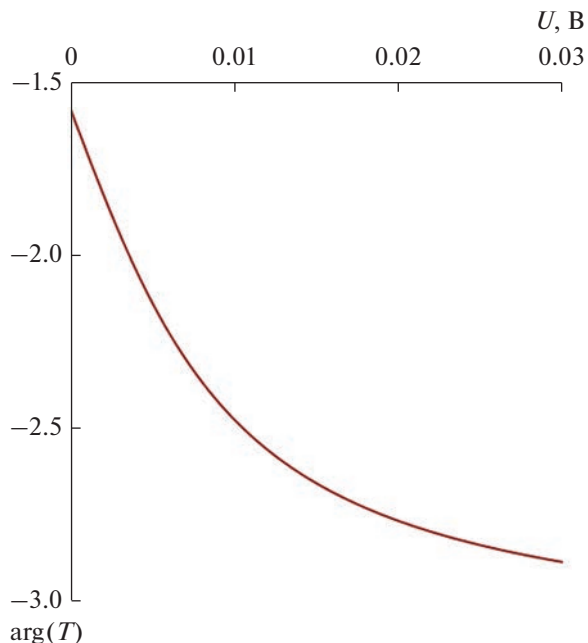


Рис. 7. Зависимость фазы коэффициента прохождения от напряжения.

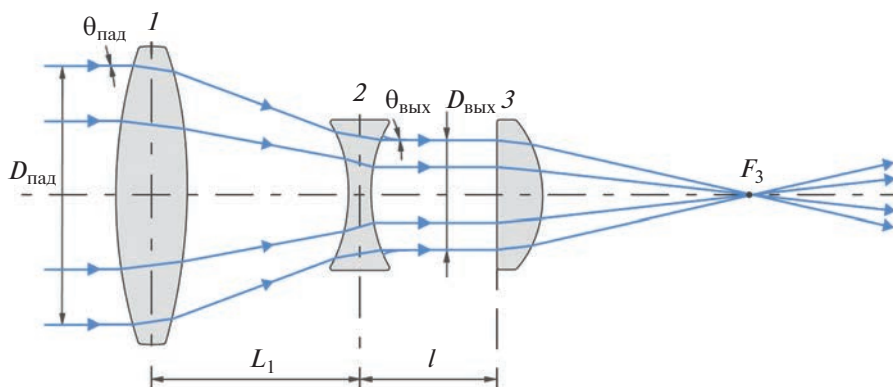


Рис. 8. Схема телескопической системы линз: $\theta_{\text{пад}}$ – угол расходимости падающего луча, $\theta_{\text{вых}}$ – угол расходимости выходящего луча, $D_{\text{пад}}$ – диаметр поперечного сечения падающего луча, $D_{\text{вых}}$ – диаметр поперечного сечения выходящего луча, L_1 – рабочее расстояние телескопа, l – расстояние от телескопа до собирающей линзы 3 (точкой F обозначен ее фокус); 1 – двояковыпуклая линза, 2 – двояковогнутая линза, 3 – плосковыпуклая линза.

контролировать направление распространения луча.

Для этого применяются плоская и выпуклая линзы 1 и 2 (см. рис. 8), образующие собой телескоп Галилея, и собирающая линза 3. В рассматриваемой задаче такая конфигурация представляется наиболее оптимальной.

Введем обозначения: $F_1 = 60$ мм фокус линзы 1, $F_2 = -15$ мм фокус линзы 2, а $F_3 = 4$ м фокус линзы 3. Выберем расстояние $l = 15$ мм. Тогда рабочее расстояние телескопа L_1 вычисляем по формуле

$$L_1 = F_1 + F_2 = 45 \text{ мм.} \quad (4)$$

Рассчитаем силу увеличения телескопа

$$\Gamma = -\frac{F_2}{F_1} = \frac{1}{4}. \quad (5)$$

Используя формулу тонкой линзы, выразим радиусы кривизны линз

$$\begin{aligned} R_1 &= F_1(2n_1 - 2) = 72 \text{ мм,} \\ R_2 &= -F_2(2n_2 - 2) = 18 \text{ мм,} \\ R_3 &= F_3(n_3 - 1) = 2.4 \text{ м,} \end{aligned} \quad (6)$$

соответственно для линз 1, 2 и 3 (см. рис. 8). Здесь n_1, n_2, n_3 – относительные коэффициенты преломления материала линз (для выбранного оптического стекла $n_1 = n_2 = n_3 = 1.6$). Силу увеличения

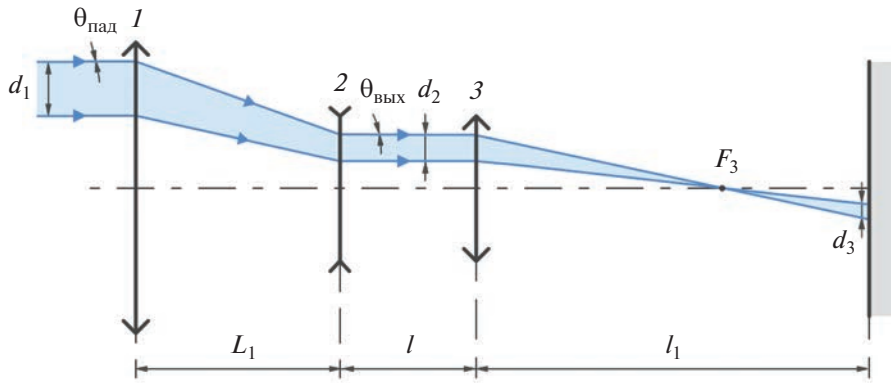


Рис. 9. Расхождение светового луча в системе: d_1 — диаметр пучка на входе, d_3 — диаметр пучка на выходе, l — двойковогнутая линза, 2 — двойковогнутая линза, 3 — плосковыпуклая линза.

можно выразить через углы расходимости пучка или диаметры его поперечного сечения:

$$\Gamma = \frac{\theta_{\text{пад}}}{\theta_{\text{вых}}} = \frac{D_{\text{вых}}}{D_{\text{пад}}}. \quad (7)$$

Теперь выразим диаметр выходного пучка на рабочем расстоянии L :

$$D_L = \Gamma D_{\text{пад}} + L \operatorname{tg}(2\theta_{\text{вых}}). \quad (8)$$

Кроме того, угол расхождения выходного луча зависит от фокусного расстояния объектива (рис. 9).

Выразим диаметр поперечного сечения луча на расстоянии $l_1 = 100$ м от входного диаметра $d_1 = 4$ мм и входного угла расхождения $\theta_{\text{пад}} = 0.05^\circ$:

$$d_3 = \frac{(l_1 - F_3)}{F_3} D_L = \frac{(l_1 - F_3) \left(\Gamma d_2 + l \operatorname{tg} \left(\frac{2\theta_{\text{пад}}}{\Gamma} \right) \right)}{F_3} = 26.5 \text{ мм}. \quad (9)$$

Приняв значение $F_3 = 15$ м, получим $R_3 = 9$ м. При прежних остальных параметрах, получим $d_3 = 6.2$ мм. Таким образом, в рассматриваемой антенне следует использовать длиннофокусную оптическую систему.

Теперь рассчитаем разность фаз соседних каналов, возникающую при прохождении линзовой системы. Она будет представлять сумму фазовых сдвигов луча в каждом элементе системы (см. рис. 8). Решая геометрическую задачу, выразим длины оптических путей. Сдвиг фаз i -го луча, возникающий в каждой из трех линз соответственно:

$$\Delta\varphi_1 = k_0 n_1 l_1, \quad \Delta\varphi_2 = k_0 n_2 l_2, \quad \Delta\varphi_3 = k_0 n_3 l_3, \quad (10)$$

где $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ — волновой вектор луча; l_1, l_2, l_3 — длины оптических путей лучей в линзах:

$$l_1 = \operatorname{tg} \beta_1(i) x + \left(\frac{1}{2} + \left| \frac{n+1}{2} - i \right| \right) L + \frac{\operatorname{tg} \beta_1(i) d_1(i)}{2}, \quad (11)$$

$$l_2 = \operatorname{tg} \beta_2(i) (x - L_1) + \left(\frac{1}{2} + \left| \frac{n+1}{2} - i \right| \right) L \Gamma + \frac{\operatorname{tg} \beta_2(i) d_2(i)}{2}, \quad (12)$$

$$l_3 = h_3 - R_3 + \sqrt{R_3^2 - \left(\frac{1}{2} + \left| \frac{n+1}{2} - i \right| \right)^2 L^2}, \quad (13)$$

где $\operatorname{tg} \beta_{1,2}(i)$ — коэффициент наклона i -го луча внутри линз 1, 2 соответственно;

$$d_1(i) = h_1 - 2R_1 + 2\sqrt{R_1^2 - \left(\frac{1}{2} + \left| \frac{n+1}{2} - i \right| \right)^2 L^2}, \quad (14)$$

$$d_2(i) = h_2 + 2R_2 - 2\sqrt{R_2^2 - \left(\frac{1}{2} + \left| \frac{n+1}{2} - i \right| \right)^2 (L\Gamma)^2} \quad (15)$$

— приведенная толщина линз 1, 2 для i -го луча; h_1, h_2, h_3 — толщины линз 1–3 по главной оптической оси.

Сдвиг фаз, возникающий в пространстве между линзами 1 и 2 (см. рис. 8) —

$$\Delta\varphi_{12} = k_0 n_0 l_{12}, \quad (16)$$

где

$$l_{12} = -L \left(\frac{1}{2} + \left| \frac{n+1}{2} - i \right| \right) \left(\frac{(1-\Gamma)}{L_1} x - 1 \right),$$

n_0 — относительный коэффициент преломления внешней среды (воздух); и между линзами 2 и 3 —

$$\Delta\varphi_{23} = k_0 n_0 (l + d_2(i)). \quad (17)$$

Теперь рассчитаем сдвиг фаз между каналами в свободном пространстве (на выходе антенны):

$$\Delta\varphi_{\text{вых}} = k_0 n_0 l_{\text{вых}}, \quad (18)$$

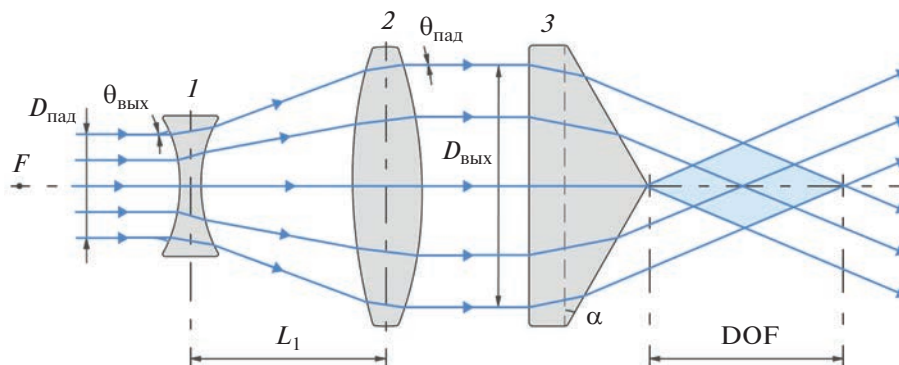


Рис. 10. Схема оптического дефлектора: 1 – двояковогнутая линза, 2 – двояковыпуклая линза, 3 – аксикон, DOF – глубина резкости аксикона.

где длина оптического пути i -го луча от собирающей линзы 3 до точки фокуса F_3

$$l_{\text{вых}} = -\frac{L\Gamma\left(\frac{1}{2} + \left|\frac{n+1}{2} - i\right|\right)}{F_3 - d_3(i)} \times \\ \times (x - L_1 - l - d_3(i)) + \left(\frac{1}{2} + \left|\frac{n+1}{2} - i\right|\right) L\Gamma.$$

Здесь $d_3(i) = h_3 - R_3 + \sqrt{R_3^2 - \left(\frac{1}{2} + \left|\frac{n+1}{2} - i\right|\right)^2 (L\Gamma)^2}$ – приведенная толщина линзы 3 для i -го луча.

Тогда суммарный сдвиг фаз соседних каналов в линзовой системе $\varphi_{\text{линз}}$ можно выразить так

$$\varphi_{\text{линз}} = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{\text{вых}}. \quad (19)$$

2.3. Фазовращатель

Важной является задача согласования фаз лучей на выходе каждого канала оптической антенны. Условие равенства выходных фаз необходимо для передачи информации путем модуляции фазы светового луча. Отметим, что учитываются только фазовые сдвиги между соседними каналами, но не внутри каждого канала. Это объясняется различной длиной оптических путей для каждого канала, вызываемых коммутацией оптических ключей i, j , различными траекториями распространения в оптической системе 16–18 (см. рис. 1), а также разницей в траекториях лучей в свободном пространстве между антеннами.

Таким образом, необходимо учесть суммарный фазовый сдвиг каждого канала в указанных системах. Частично эти величины были выведены в предыдущих разделах. Их результирующее воздействие может быть выражено как:

$$\varphi_{\Sigma} = \varphi_{\text{линз}} + \varphi_{\text{кс}}, \quad (20)$$

где $\varphi_{\text{кс}}$ – сдвиг фаз лучей в оптической коммутационной системе 3–8 (см. рис. 1).

Представим результирующий сдвиг фаз в коммутационной системе (см. рис. 2) как сумму сдвига фаз в вертикальной системе отклонения (столбец I–IV) и сдвига фаз в горизонтальной системе отклонения (строки A–D). Тогда сдвиг фазы луча с индексом (i, j) из (m, n) возможных имеет вид

$$\varphi_{\text{кс}} = (i-1)\varphi_T + i\varphi_R + (j-1)\varphi_T + j\varphi_R, \quad (21)$$

где $\varphi_T = \arg(T)$ и $\varphi_R = \arg(R)$ – сдвиги фаз при прохождении и отражении оптического ключа соответственно (см. разд. 2.1).

2.4. Оптический дефлектор

Как описывалось ранее, оптический дефлектор увеличивает диаметр коллимированного входного пучка до большего коллимированного выходного пучка. Это необходимо для равномерного распределения интенсивности светового потока луча лазера по поверхности оптических ключей с целью предотвращения их выгорания. Важной функцией дефлектора также является преобразование гауссовых пучков в бесселевы с протяженной глубиной фокусировки. На входе антенны лазер излучает гауссов пучок, для которого свойственно быстрое затухание амплитуды по мере удаления от оси пучка. В пределах глубины фокусировки выходящие лучи можно рассматривать как бесселевы, поперечное распределение которых остается неизменным благодаря отсутствию дифракции.

Функциональная схема дефлектора приведена на рис. 10. Луч света от лазерного источника поступает в телескоп, состоящий из двояковогнутой линзы 1 и двояковыпуклой линзы 2. Аналогично линзовой системе (см. разд. 2.2) поперечный диаметр луча изменяется в Γ раз. Зададим ширину лазерного луча $D_{\text{пад}} = 1$ мм и фокусные расстояния линз $F_1 = -10$ мм и $F_2 = 40$ мм. Тогда получим

$$L_1 = F_1 + F_2 = 30 \text{ мм}. \quad (22)$$

Рассчитаем силу увеличения телескопа:

$$\Gamma = -\frac{F_2}{F_1} = \frac{\theta_{\text{пад}}}{\theta_{\text{вых}}} = \frac{D_{\text{вых}}}{D_{\text{пад}}} = 4, \quad (23)$$

где $\theta_{\text{пад}}$ — угол расходимости падающего луча, $\theta_{\text{вых}}$ — угол расходимости выходящего луча, $D_{\text{пад}}$ — диаметр поперечного сечения падающего луча, $D_{\text{вых}}$ — диаметр поперечного сечения выходящего луча.

Используя формулу тонкой линзы, выразим радиусы кривизны линз:

$$R_1 = F_1(2n_1 - 2) = 12 \text{ мм}, \quad (24)$$

$$R_2 = -F_2(2n_2 - 2) = 48 \text{ мм}, \quad (25)$$

где n_1, n_2, n_3 — относительные коэффициенты преломления материала линз ($n_1 = n_2 = 1.6$).

Также следует отметить, что согласно формуле (23) с увеличением выходного диаметра пучка $D_{\text{вых}}$ уменьшается его угол расходимости θ_0 . Таким образом, расхождение лучей в антенне сводится к минимуму.

Далее расширенный световой пучок падает на аксикон 3 (см. рис. 10). Главной характеристикой аксикона является угол α между образующей поверхностью и основанием. Глубина фокуса аксикона имеет следующую зависимость от α :

$$\text{DOF} = \frac{\frac{D_{\text{вых}}}{2} \sqrt{1 - n^2 \sin^2(\alpha)}}{\cos(\alpha) \sin(\alpha) \left(n \cos(\alpha) - \sqrt{1 - n^2 \sin^2(\alpha)} \right)}. \quad (26)$$

Откуда при $n = 1.6$ и $\text{DOF} = 60 \text{ мм}$ получим $\alpha \approx 3^\circ$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе рассмотрены физические основы построения оптической антенны с управляемой диаграммой направленности. В основу антенны положен оптический коммутатор, состоящий из электрооптических элементов на основе многослойных структур, вследствие чего достигается высокая надежность, устойчивость к внешним факторам и быстродействие. Также представлены и рассчитаны минимально необходимые вспомогательные системы антенны: оптический дефлектор, система фазовращателей, система линз. Найдены основные аналитические выражения, описывающие поведение системы. Дана энергетическая оценка эффективности антенны.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00795).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vyotovtov K., Barabanova E., Igumnov M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1368. № 2. P. 022038.
2. Salameh A.I., Tarhuni M.E. // Future Internet. 2022. V. 14. № 4. P. 117.
3. Khiadani N. // Majlesi J. Electrical Engineering. 2021. V. 10. № 2. P. 87.
4. Ikram M., Sultan K., Lateef M.F., Alqadami A.S.M. // Electronics. 2022. V. 11. № 1. P. 169.
5. Kiniasih S.D. Fiber-Optic Communication Systems. 3rd ed. N.Y.: John Wiley & Sons, Inc. 2002.
6. Blaunstein N., Engelberg S., Krouk E., Sergeev M. Fiber Optic and Atmospheric Optical Communication. N.Y.: Wiley; IEEE Press, 2019. Chapter 11.
7. Xiaoming Zhu X., Kahn J.M. // IEEE Trans. 2002. V. COM-50. № 8. P. 1293.
8. DeRose C.T., Kekatpure R.D., Trotter D.C. et al. // Optics Express. 2013. V. 21. № 4. P. 5198.
9. Kedar D., Arnon S. // IEEE Commun. Magaz. 2004. V. 42. № 5. P. s2.
10. Zou Y., Ke Z., Shao Y. et al. // Appl. Optics. 2022. V. 61. № 3. P. 721.
11. Huang L., Wang P., Liu Z. et al. // Appl. Optics. 2019. V. 58. № 9. P. 2226.
12. Dong B., Jia J., Li G. et al. // Optics Express. 2022. V. 30. № 22. P. 40936.
13. Kaplan G., Aydin K., Scheuer J. // Optical Mater. Express. 2015. V. 5. № 11. P. 2513.
14. Jameel A., Mazher W., Ucan O.N. // Proc. 2nd Int. Multi-Disciplinary Conf. "Integrated Sciences and Technologies". 7–9 Sept. 2019, Sakarya. Gent: EAI, 2019. P. 447.
15. Da Silva V.L., Liu Y., Antos A.J. et al. // Proc. Conf. Optical Fiber Commun. 25 Feb.–01 Mar. 1996. San Jose. N.Y.: IEEE, 1996. P. 202.
16. Заказнов Н.П., Кирюшин С.И., Кузичев В.И. Теория оптических систем. М.: 1992. С. 53.
17. Karri P., Puri A., Tang J. // IEEE Trans. 1996. V. Mag-32. № 5. P. 4099.
<https://doi.org/10.1109/20.539311>
18. Ojha J.J., Simmons J.G., Vetter A.S. et al. // Proc. Conf. LEOS'93. San Jose. 15–18 Nov. N.Y.: IEEE, 1993. P. 500.
<https://doi.org/10.1109/LEOS.1993.379280>
19. Riza N.A. // J. Lightwave Technol. 2008. V. 26. № 15. P. 2500.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2008.927204>
20. Barabanova E.A., Vyotovtov K.A., Nguyen T.T. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1368. № 2. P. 389.
21. Dadoenkova Y.S., Lyubchanskii I.L., Lee Y., Rasing T. // IEEE Trans. 2011. V. 47. № 6. P. 1623.
22. Vyotovtov K., Barabanova E., Zouhdi S. // Appl. Phys. A. 2018. V. 124. № 2. P. 1.
<https://doi.org/10.1007/s00339-018-1563-z>
23. Born M.E., Wolf E. Principles of Optics. Cambridge: Univ. Press, 2000.
24. Выотовтов К.А. // РЭ. 2004. Т. 49. № 5. С. 559.
25. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1977. С. 31.