

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 537.876.23.029.7:551.510.51

Г.А. Калошин, И.П. Лукин

**Влияние атмосферной турбулентности на дальность действия
интерферометрического устройства задания направления**

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 22.02.2007 г.

Приводятся результаты теоретических оценок зависимости дальности действия лазерного интерферометрического маячного устройства от параметров лазерных пучков, геометрической схемы устройства и характеристик турбулентности атмосферы. Оценки проведены для трех величин контраста интерференционной картины: 0,1, 0,3 и 0,5, структурного параметра флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы в области значений $10^{-16} \dots 10^{-13} \text{ м}^{-2,3}$, расстояний между центрами излучающих апертур, равных 1, 2, 3, 4, 5 см, и трех значений длины волны оптического излучения: 0,51, 0,63 и 1,06 мкм.

Показано, что при средних значениях интенсивности турбулентности, соответствующих наиболее часто реализующимся в морской прибрежной атмосфере в умеренных широтах, и низкой величине контраста интерференционной картины, равной 0,1, дальность действия лазерного интерферометрического устройства задания направления превышает 5 км.

Введение

Прогресс, достигнутый в развитии акустооптических устройств, позволяет все шире применять их для управления лазерными пучками в пространстве [1]. Современные акустооптические дифракционные дефлекторы (АОД) обладают высоким разрешением и быстродействием. Они позволяют осуществлять как непрерывное сканирование лазерного пучка по произвольному закону, так и дискретное переключение в любое из разрешенных направлений. Все это наряду с простотой конструкции и управления, низким энергопотреблением, небольшими размерами обуславливает интерес к использованию АОД для лазерных средств навигационного оборудования (СНО). Принципиальным моментом при этом является возможность высокоточного задания направлений, что весьма актуально, так как задание направлений движения наряду с обозначением навигационных опасностей является основной задачей СНО.

В [2–4] разработан метод, по которому при синхронном сканировании двух лазерных пучков в области их суперпозиции образуется интерференция волн, причем частота результирующего колебания однозначно связана с направлением на источник.

Известно, что возможность регистрации контраста интерференционной картины определяется случайными неоднородностями диэлектрической проницаемости воздуха на трассе. Поэтому представляет интерес оценка дальности действия метода в зависимости от характеристик турбулентности и параметров оптической схемы устройства.

**1. Интерферометрический метод
задания направления**

На рис. 1 показана оптическая схема устройства, реализующего данный метод для одномерного случая. (Для двухмерного случая при сканировании

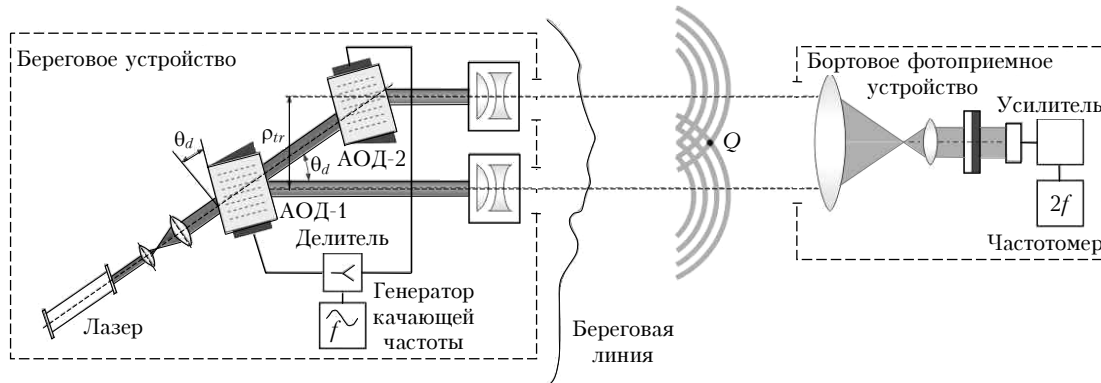


Рис. 1. Оптическая схема лазерного интерферометрического устройства задания направления

лазерного пучка по двум координатам используются либо два расположенных последовательно одномерных акустооптических дифракционных дефлектора, либо одна ячейка акустооптического дифракционного дефлектора, в которой в ортогональных направлениях возбуждаются две акустических волны).

Лазерный пучок проходит последовательно две акустические ячейки — АОД-1 и АОД-2, в которых с помощью генератора качающейся частоты осуществляется изменение плотности среды под воздействием ультразвука. Акустические волны образуют фазовую решетку, на которой происходит дифракция лазерного излучения. Дифрагированные пучки выводятся с помощью коллиматоров берегового устройства, далее маяка, в зону ориентирования, где в области смещения образуют интерференционную картину. Бортовое фотоприемное устройство (ФПУ) осуществляет регистрацию и выделение частоты принимаемого сигнала, которая однозначно связана с направлением на маяк.

Положение лазерных пучков в пространстве определяется соотношением $\sin \theta_d = \lambda f_a / v_a$, где θ_d — угол дифракции (сканирования); λ — длина волны оптического излучения в вакууме; f_a — частота акустической волны; v_a — скорость акустической волны в АОД. При малых углах дифракции (единицы градусов) можно записать $\theta_d \cong \lambda f_a / v_a$. В этом случае для He-Ne-лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) и акустической волны частотой $f_a = 10 \cdot 10^6$ Гц угол дифракции θ_d достигает $\cong 2^\circ$. Если θ_d путем оптического усиления увеличить в десять раз, то частота, соответствующая 1 угл. с, будет равна 5,5 кГц. Отсюда следует, что задание дирекционного направления с точностью 1 угл. с не представляет технической проблемы.

2. Искажения интерференционной картины, сформированной АОД

2.1. Постановка задачи

Различные аспекты формирования интерференционной картины в турбулентной атмосфере исследовались в работах [5–10]. Наиболее близкий вариант схемы интерферометра рассматривался в статье [7], где анализировались флуктуации интерференционной картины, сформированной в турбулентной атмосфере двумя взаимно когерентными пространственно разнесенными точечными источниками оптического излучения (случай интерференции двух сферических волн). Для целей данной работы обобщим результаты статьи [7] на более реалистичную модель источников оптического излучения.

Примем следующую схему маяка и ФПУ: источники когерентного излучения, расположенные соответственно в точках $\{0, \rho_1\}$ и $\{0, \rho_2\}$, излучают лазерные пучки параллельно друг другу и оси OX в направлении положительных значений x , а ФПУ находится в точке Q (см. рис. 1) с координатами $\{x, \rho\}$. Будем считать также, что величина $\rho_{tr} = (\rho_2 - \rho_1)$

обозначает вектор пространственного разнеса источников излучения, формирующих интерференционную картину.

Пусть оптическое излучение каждого из источников представляет собой гауссовский частично когерентный пучок с начальной амплитудой E_0 , начальным радиусом a_0 , радиусом кривизны волнового фронта в центре излучающей апертуры R_0 и исходным радиусом когерентности ρ_k . Предположение о полной идентичности источников несколько упрощает рассмотрение задачи, но не вносит в нее принципиальных ограничений. ФПУ — квадратичный детектор, реагирующий на мощность приходящего излучения, сигнал которого можно представить в виде

$$i_r(x, \rho) = \eta_0 I(x, \rho),$$

где η_0 — коэффициент квантовой эффективности ФПУ; $I(x, \rho)$ — мгновенное значение интенсивности интерференционной картины в точке расположения детектора, которое можно записать в виде

$$I(x, \rho) = U_1(x, \rho)U_1^*(x, \rho) + U_2(x, \rho)U_2^*(x, \rho) + 2\text{Re}\{U_1(x, \rho)U_2^*(x, \rho)\}; \quad (1)$$

$U_j(x, \rho)$ — поле оптической волны одного источника; $j = 1, 2$. Для определенности положим $\rho_1 = -\rho_{tr}/2$, а $\rho_2 = \rho_{tr}/2$ (в этом случае ось OX системы координат пройдет через середину интерференционной картины).

2.2. Средняя интенсивность интерференционной картины, сформированной АОД

Решение уравнения, описывающего функцию взаимной когерентности второго порядка полей двух гауссовских пучков оптического излучения [6], для сформулированных выше граничных условий при использовании квадратичной аппроксимации структурной функции флуктуаций комплексной фазы оптической волны имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \langle U_j(x, \rho)U_j^*(x, \rho) \rangle = \\ = \frac{U_0^2 a_0^2}{a^2(x)} \exp \left[-\frac{(\rho - \rho_j)^2}{2a^2(x)} - \frac{(\rho - \rho_j)^2}{2a^2(x)} - i \frac{\delta(x)}{a^2(x)} (\rho_j - \rho_j) \rho + \right. \\ \left. + i \frac{\delta(x)}{2a^2(x)} (\rho_j^2 - \rho_j^2) - \frac{(\rho_j - \rho_j)^2}{\rho_c^2(x)} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где

$$a(x) = a_0 \sqrt{(1 - \mu)^2 + \Omega_0^{-2} \left(1 + \frac{a_0^2}{\rho_k^2} + \frac{4}{3} \frac{a_0^2}{\rho_0^2} \right)}$$

— текущий средний радиус пучка оптического излучения;

$$\delta(x) = \Omega_0 \left[-\mu(1-\mu) + \Omega_0^{-2} \right]$$

— геометрический фактор; $\delta(x)/[ka^2(x)]$ — текущая взаимная кривизна средних волновых фронтов пучков оптического излучения;

$$\rho_c(x) = \sqrt{3} \rho_0 \sqrt{\frac{(1-\mu)^2 + \Omega_0^{-2} \left(1 + \frac{a_0^2}{\rho_k^2} + \frac{4}{3} \frac{a_0^2}{\rho_0^2} \right)}{(\mu^2 + \Omega_0^{-2}) \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\rho_0^2}{\rho_k^2} \right)}}$$

— текущий радиус взаимной когерентности двух пучков оптического излучения; $\mu = x/R_0$ — параметр фокусировки; $\Omega_0 = ka_0^3/x$ — число Френеля излучающей апертуры; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число оптического излучения;

$$\rho_0 = \left(2^{-5/3} \frac{18}{5} 0,033 \pi^2 \frac{\Gamma(7/6)}{\Gamma(11/6)} C_\varepsilon^2 k^2 x \right)^{-3/5}$$

— радиус когерентности плоской оптической волны в турбулентной атмосфере; C_ε^2 — структурный параметр флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы; $j, j' = 1, 2$.

Используя соотношения (1) и (2), получим выражение для среднего значения интенсивности интерференционной картины, сформированной двумя частично когерентными лазерными пучками:

$$\langle I(x, \rho) \rangle = 2 \frac{U_0^2 a_0^2}{a^2(x)} \exp \left[-\frac{\rho^2 + \rho_{tr}^2}{4a^2(x)} \right] \times \left\{ \cosh \left[\frac{\rho_{tr} \rho}{a^2(x)} \right] + \exp \left[-\frac{\rho_{tr}^2}{\rho_c^2(x)} \right] \cos \left[\frac{\delta(x)}{a^2(x)} \rho_{tr} \rho \right] \right\}. \quad (3)$$

При одновременном сканировании двух лазерных пучков дефлекторами АОД-1 и АОД-2 на угол $\pm \theta_d$ относительно дирекционного направления (задаваемого осью координат OX) смещение интерференционной картины в точке Q будет происходить на величину $\pm x\theta_d$ от дирекционного направления.

2.3. Формулировка условий для выбора параметров оптической схемы маяка

На основе выражения (3) удастся сформулировать простые и наглядные условия, ограничивающие выбор параметров лазерных пучков и схемы маяка при стандартных значениях характеристик турбулентности атмосферы над морской поверхностью [11, 12].

Линейные размеры области, в которой сформировалась интерференционная картина (3), $l_{int}(x)$ при условии $a(x) \gg \rho_{tr}$ имеют величину, примерно равную диаметру лазерного пучка:

$$l_{int}(x) \cong 2a(x). \quad (4)$$

Максимумы интерференционной полосы находятся в точках ρ_{max} , определяемых [см. (3)] уравнением вида:

$$\frac{\delta(x)}{a^2(x)} \rho_{tr} \rho_{max} = 2n\pi,$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а минимумы ρ_{min} —

$$\frac{\delta(x)}{a^2(x)} \rho_{tr} \rho_{min} = (2n+1)\pi, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Для простоты рассмотрения положим, что $\rho \parallel \rho_{tr}$, тогда

$$\rho_{max} \parallel \rho_{min} \parallel \rho_{tr} \quad \text{и} \quad \rho_{max} = \frac{2n\pi a^2(x)}{\delta(x) \rho_{tr}},$$

$$\rho_{min} = \frac{(2n+1)\pi a^2(x)}{\delta(x) \rho_{tr}}.$$

В этом случае ширина интерференционной полосы $\Delta l_{int}(x)$ может быть оценена по следующей формуле:

$$\Delta l_{int}(x) = 2|\rho_{max} - \rho_{min}| = \frac{2\pi a^2(x)}{\delta(x) \rho_{tr}}. \quad (5)$$

С другой стороны, видность искаженной интерференционной картины, найденная по средней интенсивности, равна:

$$v(x) = \frac{\langle I(x, \rho_{max}) \rangle - \langle I(x, \rho_{min}) \rangle}{\langle I(x, \rho_{max}) \rangle + \langle I(x, \rho_{min}) \rangle} =$$

$$= \left\{ e^{-\frac{\rho_{max}^2}{a^2(x)}} \cosh \left[\frac{\rho_{tr} \rho_{max}}{a^2(x)} \right] - e^{-\frac{\rho_{min}^2}{a^2(x)}} \cosh \left[\frac{\rho_{tr} \rho_{min}}{a^2(x)} \right] + \left[e^{-\frac{\rho_{max}^2}{a^2(x)}} + e^{-\frac{\rho_{min}^2}{a^2(x)}} \right] \exp \left[-\frac{\rho_{tr}^2}{\rho_c^2(x)} \right] \right\} /$$

$$/ \left\{ e^{-\frac{\rho_{max}^2}{a^2(x)}} \cosh \left[\frac{\rho_{tr} \rho_{max}}{a^2(x)} \right] + e^{-\frac{\rho_{min}^2}{a^2(x)}} \cosh \left[\frac{\rho_{tr} \rho_{min}}{a^2(x)} \right] + \left[e^{-\frac{\rho_{max}^2}{a^2(x)}} - e^{-\frac{\rho_{min}^2}{a^2(x)}} \right] \exp \left[-\frac{\rho_{tr}^2}{\rho_c^2(x)} \right] \right\}.$$

Вполне допустимо считать, что $\rho_{max} \approx \rho_{min} \approx \rho$, и тогда

$$v(x) \cong \frac{1}{\cosh \left[\frac{\rho_{tr} \rho}{a^2(x)} \right]} \exp \left[-\frac{\rho_{tr}^2}{\rho_c^2(x)} \right]. \quad (6)$$

Поскольку очевидно, что для работоспособности метода в поле интерференционной картины должна находиться хотя бы одна полная интерференционная полоса, то соотношение выражений (4) и (5) дает возможность сформулировать следующее условие:

$$l_{int}(x) \geq \Delta l_{int}(x),$$

которое выполняется тогда, когда расстояние между источниками когерентного излучения удовлетворяет условию

$$\rho_{tr} \geq \pi \frac{a(x)}{\delta(x)}. \quad (7)$$

Кроме того, видность средней интерференционной картины будет удовлетворительной до тех пор, пока радиус когерентности регистрируемого оптического поля в точке наблюдения будет превышать величину поперечного смещения пучков, т.е. при рассмотрении видности вблизи центра интерференционной картины (когда $\cosh[\rho_{tr} \rho/a^2(x)] \cong 1$), упрощая выражение (6), получим неравенство

$$\rho_{tr} \leq \sqrt{-\ln[v(x)]} \rho_c(x). \quad (8)$$

Таким образом, суммируя эти два условия (7) и (8), получим соотношение следующего вида:

$$\pi \frac{a(x)}{\delta(x)} \leq \rho_{tr} \leq \sqrt{-\ln[v(x)]} \rho_c(x). \quad (9)$$

Для того чтобы выполнялось условие (9), необходимо, по крайней мере, чтобы правая часть превышала левую, т.е.

$$\pi \frac{a(x)}{\delta(x)} \leq \sqrt{-\ln[v(x)]} \rho_c(x),$$

или, в другой форме:

$$\frac{\pi a_0}{\sqrt{-\ln[v(x)]}} \frac{\sqrt{(\mu^2 + \Omega_0^2) \left(\frac{1}{3\rho_0^2} + \frac{1}{4\rho_k^2} \right)}}{\Omega_0 [-\mu(1-\mu) + \Omega_0^2]} \leq 1.$$

Что, в свою очередь (в случае коллимированных пучков $\mu = 0$), эквивалентно требованию ограничить начальные размеры лазерных пучков a_0 условием

$$a_0 \leq \frac{\sqrt{-\ln[v(x)]}}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{3\rho_0^2} + \frac{1}{4\rho_k^2}}}. \quad (10)$$

Очевидно, что при больших значениях начальной когерентности лазерного пучка $\rho_k \rightarrow \infty$ $a_0 \leq \left\{ \sqrt{3} \sqrt{-\ln[v(x)]} / \pi \right\} \rho_0$, т.е. величины начальных радиусов гауссовских оптических пучков определяются, в основном, потерей когерентности оптического излучения на трассе распространения из-за турбулентности атмосферы, а при малых значениях начальной когерентности лазерного пучка $\rho_k \rightarrow 0$ $a_0 \leq \left\{ 2 \sqrt{-\ln[v(x)]} / \pi \right\} \rho_k$ задается начальной когерентностью источника. Отметим, что в атмосфере для горизонтальных трасс протяженностью до 10 км соотношение (10) накладывает довольно жесткие ограничения на параметры лазерных пучков, которым могут реально удовлетворять лишь достаточно узкие и высококогерентные лазерные пучки.

3. Выбор параметров оптической схемы маяка

3.1. Ограничения на начальные апертуры лазерных пучков

На рис. 2 представлено поведение функции

$$f_1(x) = \frac{\sqrt{-\ln[v(x)]}}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{3\rho_0^2} + \frac{1}{4\rho_k^2}}},$$

равной правой части выражения (10), при различных значениях параметров задачи. Кривые 1, 2, 3 на рис. 2 демонстрируют влияние длины волны оптического излучения λ на функцию $f_1(x)$: 1 – $\lambda = 0,51$ мкм, 2 – 0,63 мкм, 3 – 1,06 мкм (остальные параметры задачи равны: $\rho_k = 2$ см, $v(x) = 0,1$, $C_\varepsilon^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$); кривые 3, 4, 5 показывают чувствительность функции $f_1(x)$ к величине контраста интерференционной картины $v(x)$: 3 – $v(x) = 0,1$, 4 – 0,3, 5 – 0,5 (при следующих значениях остальных параметров: $\lambda = 1,06$ мкм, $\rho_k = 2$ см, $C_\varepsilon^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$), а кривые 3, 6, 7, 8 – зависимость функции $f_1(x)$ от уровня флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы C_ε^2 : 3 – $C_\varepsilon^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, 6 – 10^{-14} , 7 – 10^{-15} , 8 – $10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ (для этих кривых $\lambda = 1,06$ мкм, $\rho_k = 2$ см, $v(x) = 0,1$).

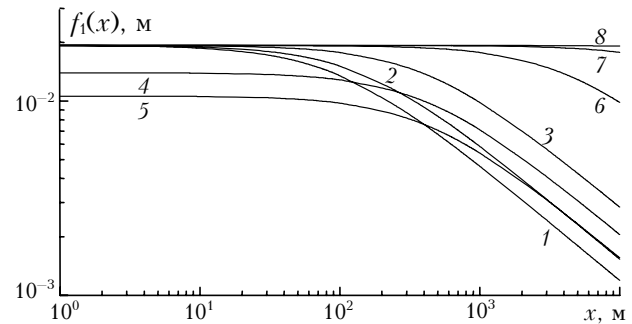


Рис. 2. Графики функции $f_1(x)$ для выбора величины начальных значений радиусов лазерных пучков

Поскольку начальный размер лазерных пучков должен удовлетворять условию $a_0 \leq f_1(x)$, то на основании данных, приведенных на рис. 2, можно осуществить выбор начальных значений радиусов лазерных пучков. Оказывается, для того чтобы условие (10) выполнялось в диапазоне длин трасс от 1 м до 10 км, начальные радиусы лазерных пучков a_0 не должны быть больше 1...2 мм.

Для дальнейших оценок будем использовать следующие значения параметров лазерных гауссовских пучков: $a_0 = 1...2$ мм, $R_0 \rightarrow \infty$, $\rho_k = 1...2$ см, $\lambda = 0,51; 0,63; 1,06$ мкм. У таких лазерных пучков угловая ширина пучка ψ_0 в области, где уже сформировалась диаграмма направленности, при $R_0 \rightarrow \infty$ равная $\psi_0 \cong \frac{2}{ka_0} \sqrt{1 + a_0^2/\rho_k^2}$, не должна превышать $\approx 1'$.

3.2. Ограничения на величину расстояния между лазерными пучками

Условие (9) при известных параметрах оптических пучков позволяет выбрать величину расстояния между источниками излучения, формирующими интерференционную картину, ρ_{tr} . На рис. 3 представлены функции

$$f_2(x) = \pi \frac{ka_0^3}{x} \sqrt{1 + \frac{x^2}{k^2 a_0^4} \left(1 + \frac{a_0^2}{\rho_k^2} + \frac{4a_0^2}{3\rho_0^2}\right)}$$

(сплошные линии)

и

$$f_3(x) = \sqrt{-\ln[v(x)]} \sqrt{\frac{1 + \frac{x^2}{k^2 a_0^4} \left(1 + \frac{a_0^2}{\rho_k^2} + \frac{4a_0^2}{3\rho_0^2}\right)}{\frac{1}{3\rho_0^2} + \frac{1}{4\rho_k^2}}} \frac{ka_0^2}{x}$$

(пунктирные линии),

вычисленные для различных значений параметров задачи. Кривые 1, 2, 3 показывают влияние длины волны оптического излучения λ на функции $f_2(x)$ и $f_3(x)$: 1 — $\lambda = 0,51$ мкм, 2 — 0,63 мкм, 3 — 1,06 мкм (при этом $a_0 = 2$ мм, $\rho_k = 2$ см, $v(x) = 0,1$, $C_\epsilon^2 = 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$), кривые 3, 4, 5 соответственно рассчитаны для разных значений контраста интерференционной картины $v(x)$: 3 — $v(x) = 0,1$, 4 — 0,3, 5 — 0,5 (другие параметры одинаковы: $\lambda = 1,06$ мкм, $a_0 = 2$ мм, $\rho_k = 2$ см, $C_\epsilon^2 = 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$), а кривые 3, 6, 7, 8 — для различных уровней флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы C_ϵ^2 :

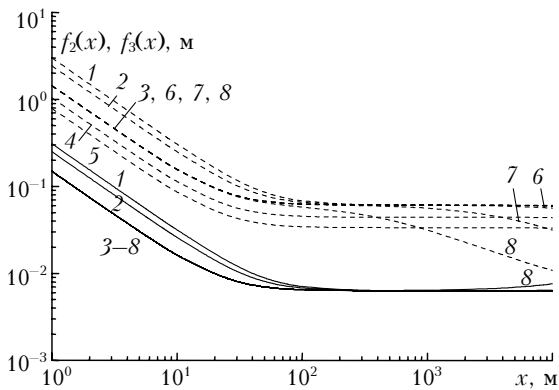


Рис. 3. Графики функций $f_2(x)$ (сплошные линии) и $f_3(x)$ (пунктирные линии) для выбора величины пространственного разнеса оптических осей лазерных пучков

3 — $C_\epsilon^2 = 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$, 6 — $10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, 7 — $10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, 8 — $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ (при этом $\lambda = 1,06$ мкм, $a_0 = 2$ мм, $\rho_k = 2$ см, $v(x) = 0,1$). Так как величина пространственного разнеса ρ_{tr} источников излучения, формирующих интерференционную картину, должна быть больше значения функции $f_2(x)$ и меньше $f_3(x)$, то на основании рис. 3 для длин трасс x от 20 м до 10 км можно оценить допустимые значения ρ_{tr} в интервале от 1 до 5 см. Эти значения пространственного разнеса источников излучения и введем в дальнейшие оценки.

4. Оценка дальности действия лазерного маяка

Оценка заключалась в решении нелинейного уравнения вида

$$x = f_4(x), \quad (11)$$

где

$$f_4(x) = \frac{\sqrt{-\ln[v(x)]}}{\rho_{tr}} \sqrt{\frac{1 + \frac{x^2}{k^2 a_0^4} \left(1 + \frac{a_0^2}{\rho_k^2} + \frac{4a_0^2}{3\rho_0^2}\right)}{\left(\frac{1}{3\rho_0^2} + \frac{1}{4\rho_k^2}\right)}} ka_0^2.$$

Решение уравнения (11) находилось методом простых итераций.

На рис. 4–6 представлены результаты оценок дальности действия лазерного маяка (см. рис. 1) для всех реализуемых в приводном слое атмосферы величин структурного параметра флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха [11, 12], для

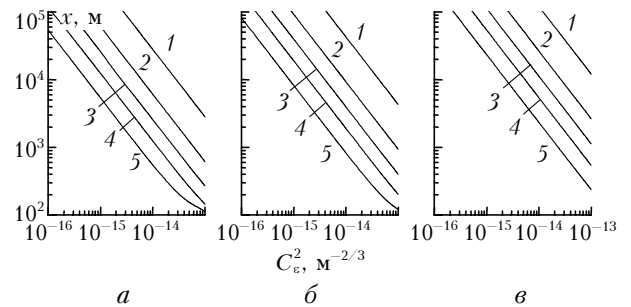


Рис. 4. Зависимость дальности действия лазерного маяка от величины структурного параметра атмосферной турбулентности при видности интерференционной картины, равной $v(x) = 0,1$, для трех длин волн оптического излучения (а — $\lambda = 0,51$ мкм, б — 0,63 мкм, в — 1,06 мкм) и различных значений расстояния между центрами пучков (1 — $\rho_{tr} = 0,01$ м; 2 — 0,02 м; 3 — 0,03 м; 4 — 0,04 м; 5 — 0,05 м)

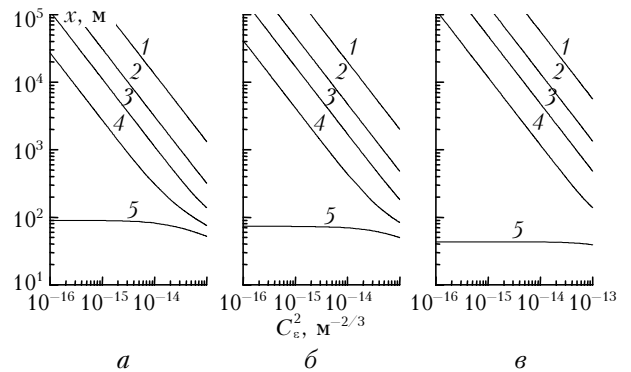


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, при видности интерференционной картины $v(x)$, равной 0,3

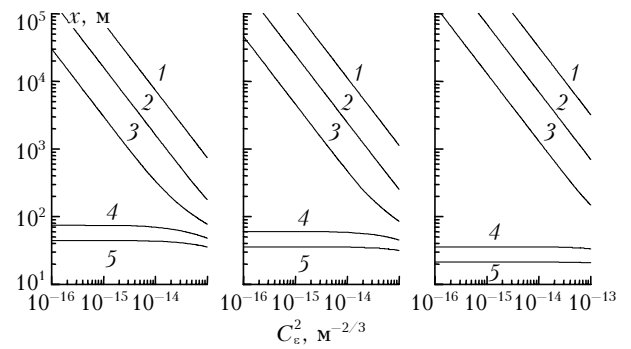


Рис. 6. То же, что и на рис. 4, при видности интерференционной картины $v(x)$, равной 0,5

трех значений видности интерференционной картины и трех длин волн оптического излучения (см. рис. 4–6). Считалось, что распространение лазерного излучения проходило на горизонтальной трассе на высоте 10...20 м над водной поверхностью.

Выводы

Основные выводы, которые можно сделать на основании результатов, представленных в работе, состоят в следующем.

1. Чем ближе расположены друг к другу источники оптического излучения, чем меньше значение контраста регистрируемой интерференционной картины и чем больше длина волны оптического излучения, тем больше область действия лазерного маяка.

2. При низком контрасте интерференционной картины ($v(x) = 0,1$) для длины волны оптического излучения $\lambda = 0,51$ мкм при разностях источника ρ_{tr} от 1 до 5 см в условиях среднего значения интенсивности турбулентности, равной $10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, наиболее часто реализующейся в морской прибрежной атмосфере в умеренных широтах, дальность действия устройства в зависимости от геометрии расположения оптических элементов находится в диапазоне от 5 км и более.

3. При более высоких контрастах интерференционной картины лазерный маяк оказывается работоспособным в меньшем диапазоне значений пространственных разностей источников оптического излучения ρ_{tr} , формирующих интерференционную картину: от 1 до 4 см при $v(x) = 0,3$ и от 1 до 3 см при $v(x) = 0,5$.

Таким образом, в работе описана методика выбора величин параметров интерференционного лазерного маяка, обеспечивающих необходимый диапазон дальности его действия над морской поверхностью при любых возможных значениях характери-

стик турбулентности слабо замутненной атмосферы, основанная на анализе средней интенсивности интерференционной картины, сформированной АОД.

1. Балакиев В.Н., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
2. А.с. 1554605 СССР, МКИ4 G01s17/00, G01c21/04. Устройство ориентирования движущихся объектов / Калошин Г.А., Шандаров В.М.
3. А.с. 1804214 СССР, МКИ4 G01s17/00. Способ ориентирования движущихся объектов / Калошин Г.А., Шандаров В.М.
4. Калошин Г.А., Лукин И.П., Шандаров В.М. Оценка дальности действия акустооптического устройства заданного направления // Сб. докл. IV Рос. н.-т. конф. «Современное состояние, проблемы навигации и океанографии». Санкт-Петербург, июнь, 2001. СПб.: ГНИНГИ, 2001. Т. 2. С. 26–29.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
6. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 271 с.
7. Лукин И.П., Миронов В.Л. Флуктуации интерференционной картины при распространении в атмосфере // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22. № 3. С. 615–618.
8. Лукин И.П. Оценка точности лазерного доплеровского измерителя скорости // Оптика и спектроскопия. 1978. Т. 44. Вып. 6. С. 1153–1156.
9. Лукин И.П. Оценка точности измерения скорости объектов, движущихся за слоем турбулентности // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52. Вып. 1. С. 108–111.
10. Лукин И.П. Статистика сигнала сдвигового интерферометра при регистрации лазерного излучения, прошедшего слой атмосферной турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1574–1580.
11. Pasricha P.K., Reddy B.M. Evaluation of the structure parameter C_n^2 over the sea surface // Proc. IEE. 1990. V. 137. Pt. F. N 5. P. 384–386.
12. Forand J.L., Dion D. Predictive comparisons of marine boundary-layer models // Proc. SPIE. 1996. V. 2828. P. 129–140.

G.A. Kaloshin, I.P. Lukin. Influence of the atmospheric turbulence on detectable distance of the direction sensing interferometric device.

In the paper the outcomes of theoretical estimations of the detectable distance dependence of the direction sensing interferometric device from parameters of laser beams, the device scheme geometry and characteristics of the atmospheric turbulence are resulted. The estimations are calculated for three magnitudes of interference picture contrast, equal 0.1, 0.3, and 0.5; the structural parameter of fluctuations of a dielectric permittivity of the turbulent atmosphere in a range of values $10^{-16} \dots 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$; distances between the radiating apertures centers, equal 1, 2, 3, 4, 5 cm; and three wavelength of the optical radiation, equal 0.51, 0.63, and 1.06 μm . In the paper is shown, that at average values of the turbulence intensity appropriate to most frequently realized in the marine and coastal atmosphere in moderate latitudes, and low magnitude of the interference picture contrast, equal 0.1, the detectable distance of the laser the direction sensing interferometric device exceeds 5 km.