

В.А. Банах, А.Р. Ларичев, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык, Б.К. Чен

**ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА РЕФРАКЦИОННОЕ СМЕЩЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА**

В работе проведен расчет влияния атмосферной турбулентности на рефракционное смещение изображения оптического источника, который качественно подтверждается данными эксперимента в реальной атмосфере. Представлены данные модельного эксперимента, количественно подтверждающие зависимость рефракционного смещения оптического изображения от условий дифракции на излучающей апертуре [2, 3].

Распространение оптических волн в неоднородной среде сопровождается рефракционным отклонением оптического пучка от исходного направления. Учет этого отклонения имеет важное значение, например, при разработке систем оптической локации и дальнометрировании, а также в других областях науки и техники [1]. В [2, 3] было показано, что величина рефракционного смещения изображения оптического пучка при его распространении в регулярно-неоднородной среде зависит от условий дифракции на излучающей апертуре оптического источника и пространственной когерентности его излучения. Выявленная зависимость может стать основой для создания принципиально новых приборов-измерителей угла атмосферной рефракции, чувствительность которых будет значительно превосходить чувствительность устройств, основанных на использовании дисперсионных свойств атмосферы. Однако реальная атмосфера, как правило, представляет собой случайно-неоднородную среду. При этом атмосферная турбулентность проявляется как негативный фактор, ухудшающий эффективность использования выявленной зависимости для определения угла атмосферной рефракции по смещению изображения оптического источника.

В работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования влияния атмосферной турбулентности на величину рефракционного смещения оптического изображения.

Пусть в плоскости  $z' = z_0$  расположен оптический источник, функцию взаимной когерентности которого зададим в виде

$$\Gamma_{20}(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = U_0 \left( \mathbf{R} + \frac{1}{2} \boldsymbol{\rho} \right) U_0^* \left( \mathbf{R} - \frac{1}{2} \boldsymbol{\rho} \right) = U_0^2 \exp \left\{ -\frac{R^2}{a^2} - \frac{\rho^2}{4a^2} - \frac{i\kappa}{F} \mathbf{R}\boldsymbol{\rho} - \frac{\rho^2}{4a_k^2} \right\}, \quad (1)$$

где  $a$ ,  $F$  и  $a_k$  — радиусы соответственно пучка, кривизны волнового фронта и пространственной когерентности в плоскости излучающей апертуры.

В плоскости  $z' = z$  расположена приемная линза с амплитудным коэффициентом пропускания  $T(\boldsymbol{\rho})$ , определяемым выражением

$$T(\boldsymbol{\rho}) = T_0 \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{2a_t^2} \right\}, \quad (2)$$

где  $a_t$  — эффективный радиус линзы с фокусным расстоянием  $F_t$ .

Представим диэлектрическую проницаемость среды  $\epsilon(z', \boldsymbol{\rho})$ , заключенной между плоскостями  $z' = z_0$  и  $z' = z$ , в виде [4]

$$\epsilon(z', \boldsymbol{\rho}) = 1 + \mu(z') \boldsymbol{\rho} \mathbf{x}_0 + \tilde{\epsilon}(z', \boldsymbol{\rho}). \quad (3)$$

где  $\tilde{\epsilon}(z', \boldsymbol{\rho})$  — ее флуктуационная компонента,  $\boldsymbol{\rho} = \{x, y\}$ ;  $\mu(z')$  — поперечный регулярный градиент диэлектрической проницаемости среды;  $\mathbf{x}_0$  — единичный вектор, перпендикулярный оси  $oz'$ .

Распространение оптической волны в среде (3) описывается параболическим уравнением вида [5, 4]

$$2i\kappa \frac{\partial U}{\partial z'} + \Delta_{\perp} U + \kappa^2 [\mu(z') \boldsymbol{\rho} \mathbf{x}_0 + \tilde{\epsilon}(z', \boldsymbol{\rho})] U(z', \boldsymbol{\rho}) = 0 \quad (4)$$

с граничным условием  $U(z_0, \rho) = U_0(\rho)$ . ( $\Delta_{\perp}$  — поперечный лапласиан).

Определим рефракционное смещение оптического изображения источником следующим образом [2]

$$\sigma = \frac{\rho_t x_0}{l}, \quad (5)$$

где  $\rho_t = \int d^2\rho \rho I_t(l, \rho) / \int d^2\rho I_t(l, \rho)$  — вектор энергетического „центра тяжести” изображения,  $I_t(l, \rho)$  — распределение средней интенсивности поля оптической волны за приемной линзой в плоскости, отстоящей на расстоянии  $l$  от линзы.

Для определения  $I_t(l, \rho)$  можно воспользоваться соотношением Дебая [6], связывающим комплексную амплитуду поля за линзой с комплексной амплитудой поля падающей на линзу волны. В этом случае величина рефракционного смещения оптического изображения о выражается через функцию взаимной когерентности комплексной амплитуды поля падающей на линзу оптической волны. Тогда, используя (4), можно построить уравнение для функции взаимной когерентности комплексной амплитуды поля падающей на линзу волны, из решения [4] которого, с учетом (5), (1) и (2), в плоскости резкого изображения линзы можно получить

$$\sigma = \frac{L}{2} [\nu_0(L) + P\nu_1(L)], \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \nu_0(L) &= \int_0^1 d\xi \xi \mu(z_0 + \xi L); \quad \nu_1(L) = \int_0^1 d\xi (1 - \xi) \mu(z_0 + \xi L); \\ P &= \frac{\Omega^2 \left(1 - \frac{L}{F}\right) - \frac{2}{3} \Theta \Omega \beta_0^{12/5}}{1 + \Omega^2 \left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 + \frac{4}{3} \Theta \Omega \beta_0^{12/5} + \frac{a^2}{a_k^2}}; \quad \Theta = \left(\frac{0,365}{0,31}\right)^{6/5}; \\ \Omega &= \frac{\kappa a^2}{L}, \quad \beta_0^2 = 0,31 C_{\epsilon}^2 \kappa^{7/6} L^{11/6}, \end{aligned}$$

$C_{\epsilon}^2$  — структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости среды;  $\kappa = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\lambda$  — длина волны;  $L = z - z_0$  — длина трассы.

Из выражения (6) следует, что при  $\Omega \rightarrow 0$  (источник сферической волны) или  $a_k \rightarrow 0$  (некогерентный источник света)

$$\sigma = \sigma_{сф} = \frac{L}{2} \nu_0(z),$$

что совпадает с величиной угла рефракции, вычисленной в геометрическом приближении [1]. При этом атмосферная турбулентность, параметр  $\beta_0^2$ , не сказывается на величине рефракционного смещения оптического изображения таких источников. Влияние атмосферной турбулентности, как следует из (6), начинает проявляться, если  $\Omega \neq 0$  (источник несферической волны) или  $a_k \neq 0$  (частично когерентный источник света), и оказывается максимальным в случае когерентного ( $a_k \rightarrow \infty$ ) источника света. На рис. 1 представлены расчетные зависимости величины  $1+P$  от степени расходимости когерентного ( $a_k \rightarrow \infty$ ) оптического пучка  $L/F$  при различных значениях параметра  $\beta_0^2$ , характеризующего турбулентные условия распространения в предположении однородности трассы в продольном направлении ( $\mu(z') = \text{const}$ ).

Из рисунка видно, что атмосферная турбулентность существенно влияет на величину рефракционного смещения изображения, но даже при наихудших по турбулентности условиях распространения ( $\beta_0^2 \rightarrow \infty$ ) для коллимированного пучка  $\left(\frac{L}{F} = 0\right) \sigma = \frac{1}{2} \sigma_{сф}$ .

Максимумы рефракционного смещения достигаются в пучках с параметром

$$\frac{L}{F} = 1 - \frac{2\Theta \Omega \beta_0^{12/5} \pm \left[4(\Theta \Omega \beta_0^2)^{24/5} + 9\Omega^2 \left(1 + \frac{4}{3} \Theta \Omega \beta_0^{12/5} + \frac{a^2}{a_k^2}\right)\right]^{1/2}}{3\Omega^2},$$

а для когерентного пучка ( $a_k \rightarrow \infty$ ) в отсутствие турбулентности ( $\beta_0^2 \rightarrow 0$ ) при  $\frac{L}{F} = 1 \pm \frac{1}{\Omega}$ .

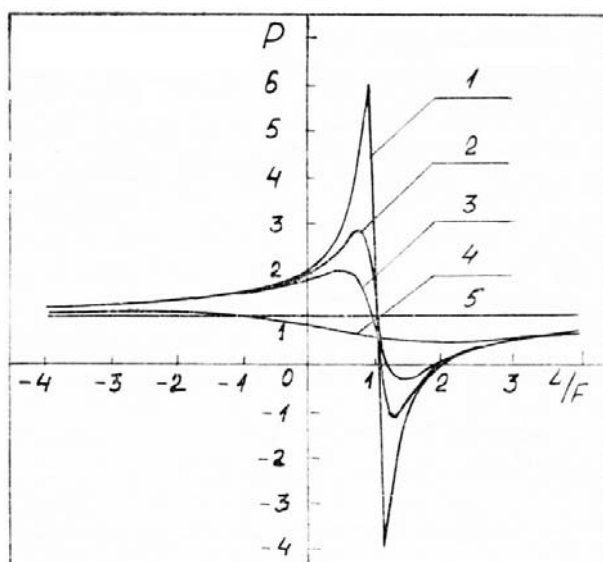


Рис. 1. Расчетные зависимости величины  $1+P$  от степени расходимости когерентного оптического пучка  $L/F$  ( $\Omega = 5$ ) при различных значениях параметра  $\beta_0^2$ :  $\beta_0^2 = 0$  (1);  $\beta_0^2 = 0,36$  (2);  $\beta_0^2 = 1$  (3);  $\beta_0^2 = 16$  (4); кривая (5) соответствует сферической волне

Экспериментальная проверка расчетных данных проводилась в два этапа. На первом этапе проводилось экспериментальное исследование влияния рефракции на регулярное смещение изображения оптического источника в зависимости от условий дифракции на излучающей апертуре источника [2] на модельной установке. В качестве источника использовалась оптическая система на основе He-Ne-лазера, формирующая оптический пучок с числом Френеля  $\Omega = 50$  и позволяющая изменять параметр фокусировки  $L/F$  в пределах от  $-3$  до  $5$ . Длина трассы составляла  $3$  м. В качестве приемной линзы использовался объектив с фокусным расстоянием  $F_t = 50$  см. Измерение смещения оптического изображения проводилось с помощью поисково-следающего устройства, выполненного на основе диссектора [7], измеряющего положение энергетического центра изображения с точностью  $2,5$  мкм (чувствительность устройства была равна  $400$  отсч./мм). Градиент диэлектрической проницаемости среды моделировался парой оптических клиньев, взаимное перемещение которых осуществлялось с достаточной точностью шаговым двигателем, что обеспечивало хорошую воспроизводимость эксперимента. Локальный характер вносимой клиньями оптической неоднородности учитывался при расчете коэффициентов  $v_0(L)$  и  $v_1(L)$  в предположении, что на длине клиньев  $\mu(z') \neq 0$ , а на всей остальной трассе  $\mu(z') = 0$ . При каждом значении  $L/F$  клинья устанавливались в нулевое положение и таким образом устранялась оптическая неоднородность на трассе. Затем клинья вводились с шагом от  $32''$  до  $288''$  и обратно, при этом на каждом шаге измерялось положение энергетического центра изображения. Для каждого значения  $L/F$  определялось отношение измеренного углового смещения оптического изображения (отношение линейного смещения к расстоянию от объектива до плоскости изображения) к угловому смещению изображения источника сферической волны (сильно расходящийся пучок) —  $\sigma\left(\frac{L}{F}\right)/\sigma_{\text{сф}}$ . Результаты такого сравнения представлены в таблице.

$\frac{L}{F}$	5,5	3,95	3,41	2,5	2,1	1,65	1,45	0,909	0,75	0,66	0,5
$(1+P)_{\text{расч}}$	0,138	-0,325	-0,61	-1,59	-3,27	-4,97	-7,61	41,67	16,4	12,37	8,74
$(1+P)_{\text{изм}}$	0,15	-0,351	-0,66	-1,7	-3,4	-5,41	-7,74	43,9	15,6	12,48	8,75
$\frac{L}{F}$	0,33	0,25	0,204	0	-0,15	-0,35	-0,54	-1,3	-2,07	-2,89	
$(1+P)_{\text{расч}}$	6,81	6,3	5,81	4,6	4,43	3,98	3,6	2,7	2,41	2,1	
$(1+P)_{\text{изм}}$	7,16	6,2	5,84	4,88	4,36	3,87	3,52	2,68	2,26	2,01	

Как видно из таблицы, экспериментальные данные хорошо (с погрешностью не более 10%) воспроизводят расчетные данные, полученные по формуле [2].

На втором этапе проводилось экспериментальное исследование влияния атмосферной турбулентности на рефракционное смещение оптического изображения (формула (6)) в реальной атмосфере. В качестве оптического источника использовалась оптическая система на основе He-Ne-лазеров, которая формировала два пучка: один — сильно расходящийся (источник сферической волны), а второй — с числом Френеля  $\Omega = 3$  был перестраиваемым  $L/F = -1,67 \div 3,66$ . Измерительная трасса проходила над ровной поверхностью и составляла 132 м.

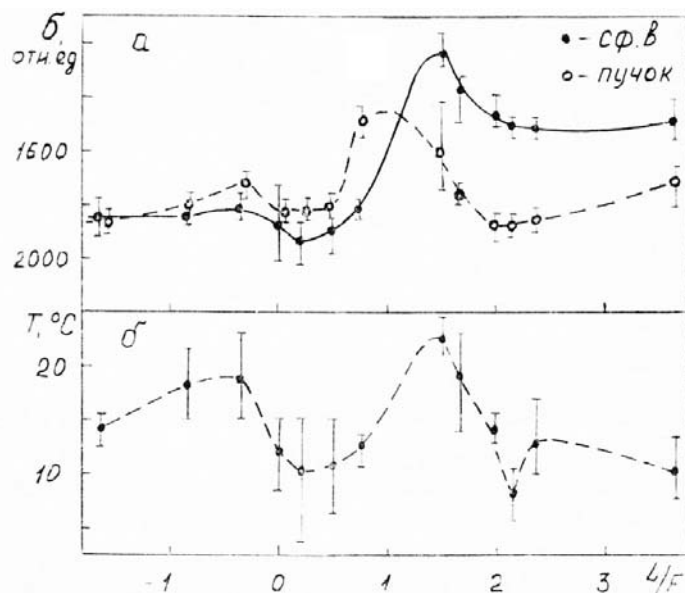


Рис. 2. Результаты измерений величин смещения изображения источников сферической волны и пучка с  $\Omega = 3$  (а) и температуры воздуха (б)

В качестве приемной использовалась длиннофокусная оптическая система, позволяющая при настройке на резкость не менять положение плоскости фотокатода диссектора. Положения центров изображения источников сферической волны и пучка с определенным отношением  $L/F$  измерялись поочередно с 10 до 16 ч один — два дня. Интегрирование значений смещений изображений источников в каждой реализации проводилось за 5 мин, затем рассчитывались средние значения смещения по 15—20 реализациям, полученным при одном отношении  $L/F$ . Параллельно проводились измерения температуры на одном конце трассы у передатчиков на высоте распространения пучков над подстилающей поверхностью — 2 м. Результаты натурального эксперимента приведены на рис. 2.

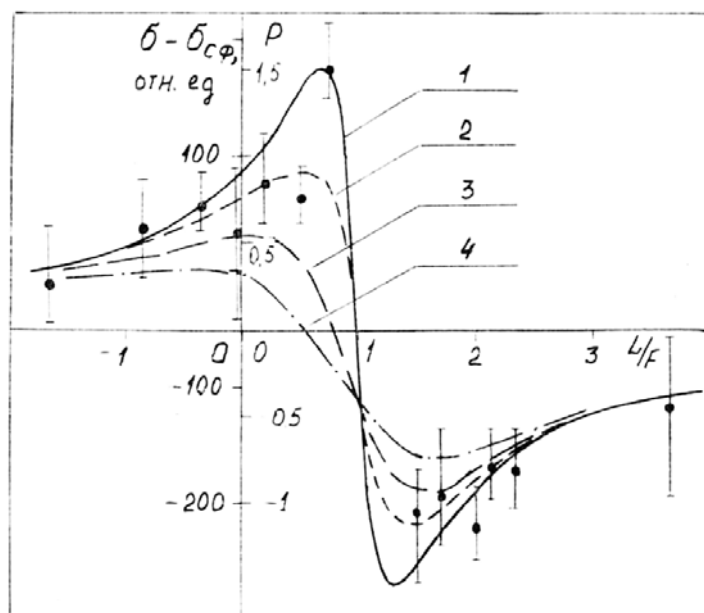


Рис. 3. Зависимость  $\sigma - \sigma_{сф}$  от  $L/F$  по результатам эксперимента и теоретические кривые для  $P$  при значениях  $\beta_0^2 = 0$  (1);  $\beta_0^2 = 0,23$  (2);  $\beta_0^2 = 0,7$  (3);  $\beta_0^2 = 1,6$  (4). Параметр  $\Omega = 3$

На рис. 3 эти же результаты представлены в координатах, удобных для сравнения с теоретическими расчетами по формуле (6). По вертикальной оси отложены значения  $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_{\text{сф}}$ , равные разности координат изображений оптического пучка с заданным радиусом кривизны волнового фронта и сферической волны. Вертикальными линиями обозначен разброс экспериментальных значений смещения. Теоретические кривые рассчитаны для пучков с  $\Omega = 3$  и уровней турбулентности, наиболее вероятно реализующихся во время проведения измерений. Для сравнения с расчетными данными масштаб значений для  $P$  по вертикальной оси был подобран таким образом, чтобы максимальное значение  $P = 1,47$ , в отсутствие турбулентности, было близко для пучка с параметром  $L/F = 0,73$ , измеренного во время дождя, когда уровень турбулентности и рефракции минимален.

Из рис. 3 видно, что экспериментальные данные, качественно подтверждают расчетные зависимости влияния атмосферной турбулентности на рефракционное смещение изображения оптического источника.

1. Колосов М. А., Шабельников А. В. Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М.; Сов. радио, 1978. 220 с.
2. Банах В. А., Меламуд А. Э., Миронов В. Л., Носов В. В., Чен Б. Н. // Оптика и спектроскопия, 1987. Т. 62. Вып. 5. С. 1136–1140.
3. Банах В. А., Чен Б. Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 106–107.
4. Виноградов В. В., Костерин А. Г., Медовиков А. С., Саичев А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 10. С. 1227–1235.
5. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 464 с.
6. Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1975. 174 с.
7. Барышников В. Ф., Шапиро И. Я., Черепанов А. П., Цвык Р. Ш. // X Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск: ТНЦ СО АН СССР. 1989. 224 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
20 декабря 1989 г.

V. A. Banakh, A. R. Larichev, V. M. Sazanovich, R. Sh. Tsvik, B. N. Chen. **The Atmospheric Turbulence Effect on the Refractive Shift of the Optic Source Image.**

The paper presents the calculation of the atmospheric turbulence effect on the refractive shift of the optic source image that is qualitatively confirmed by the data of the real atmosphere experiment. The data of the model experiment quantitatively confirming the dependence of the refractive shift of the optic image on the source diffraction conditions are presented.