

УДК 533.6.011

# Влияние дозвуковой скорости движения летательного аппарата на искажения лазерного пучка, распространяющегося с поверхности турели в турбулентной атмосфере

В.А. Банах, А.А. Сухарев\*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 20.02.2017 г.

Представлены результаты анализа средней интенсивности, флуктуаций интенсивности и регулярных и случайных смещений оптических пучков, распространяющихся через область повышенных значений плотности, формирующуюся при дозвуковом обтекании потоком воздуха турели, в турбулентной атмосфере. Показано, что наличие возмущений вокруг турели, обусловленных дозвуковой скоростью движения летательного аппарата, незначительно влияет на исследуемые характеристики пучка. Приводятся данные, иллюстрирующие изменения исследуемых характеристик пучка для трасс различной геометрии в зависимости от турбулентных условий распространения света.

*Ключевые слова:* турель, средняя интенсивность, турбулентность, дисперсия флуктуаций интенсивности; turret, mean intensity, turbulence, variance of intensity fluctuations.

## Введение

Одной из важнейших характеристик для любого летательного аппарата (ЛА) является скорость полета. Чем быстрее ЛА движется в турбулентной атмосфере, тем сильнее на него давит встречный воздушный поток. Так сверхзвуковые скорости движения ЛА порождают ударные волны. Ударная волна представляет собой поверхность разрыва, которая движется внутри среды (турбулентной атмосферы), при этом давление, плотность, температура и скорость испытывают скачкообразные изменения. Распространение оптического излучения через такую среду, содержащую скачки плотности и, как следствие, сильную пространственную неоднородность показателя преломления, сопровождается его существенным искажением.

В настоящее время опубликовано немало работ, посвященных изучению аэрооптических эффектов в сверхзвуковых потоках [1–13]. В [9–13] представлены результаты численного исследования таких эффектов, возникающих при сверхзвуковом обтекании конусообразного тела [9–11] и турели [12, 13]. Так, в [9, 10] выявлено, что формируемая ударной волной оптическая неоднородность может вызывать фокусировку оптического пучка, т.е. воздействует на него как фокусирующая линза. В [12] показано, что пространственная неоднородность показателя преломления воздуха в области ударной волны

может приводить к сильным анизотропным искажениям пересекающего ее пучка, приводящим также к его фокусировке и разбиению пучка на несколько частей уже в начале трассы и быстрому его разрушению при дальнейшем распространении. В [11, 13] представлены результаты численного исследования аэрооптических эффектов, вызываемых ударными волнами, формирующимися вблизи конусообразного тела и турели, после прохождения которых распространение лазерного излучения происходит в турбулентной атмосфере.

В данной статье рассмотрена задача о прохождении оптического излучения через область повышенных значений плотности, образующуюся вследствие движения в турбулентной атмосфере ЛА с дозвуковой скоростью. Конфигурация формирующихся возмущений соответствует модели пространственной структуры оптической турбулентности и распределения среднего значения показателя преломления вблизи ЛА, на фюзеляже которого располагается турель. Источник оптического излучения находится в турели ЛА. Атмосферная турбулентность задается в соответствии с высотными моделями [14].

## Формулировка задачи и исходные соотношения

Предположим, что на высоте  $H$  над поверхностью Земли движется ЛА, источник лазерного излучения расположен в турели, находящейся на фюзеляже ЛА. Будем считать, что вблизи ЛА формируется область повышенных значений плотности,

\* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Артем Андреевич Сухарев (sukharev@iao.ru).

конфигурация которой соответствует обтеканию турели дозвуковым потоком воздуха (0,75 М, М – число Маха). Рассмотрим три случая распространения пучка: по вертикали вверх от вершины турели и под углом 45° относительно этой вертикали вперед и назад по ходу движения ЛА (рис. 1).

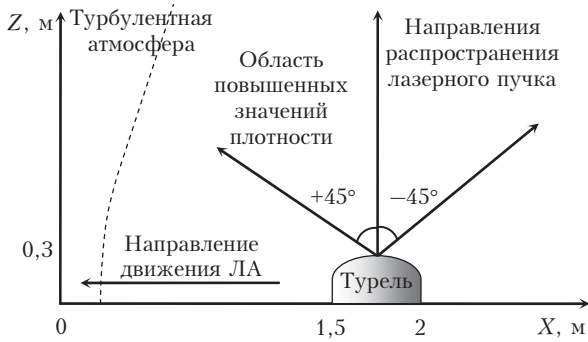


Рис. 1. Геометрия распространения и модель турели, обдуваемой дозвуковым потоком воздуха

Задача о распространении лазерного излучения вдоль направлений, показанных на рис. 1, решалась численно на основе параболического уравнения для комплексной амплитуды поля распространяющейся волны  $U(z, \mathbf{r})$  [15]:

$$2ik \frac{\partial U(z, \mathbf{r})}{\partial z} + \Delta U(z, \mathbf{r}) + k^2 n(z, \mathbf{r}) U(z, \mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

где предполагается, что распространение происходит вдоль оси  $z$ ;  $\mathbf{r} = \{x, y\}$  – двумерный вектор, ортогональный направлению распространения;

$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны излучения;  $n(z, \mathbf{r}) = \bar{n}(z, \mathbf{r}) + n'(z, \mathbf{r})$  – отклонение показателя преломления воздуха от единицы, определяемое турбулентностью атмосферы и областью повышенной плотности, возникающей вокруг турели,  $\bar{n}(z, \mathbf{r})$  – его среднее (регулярное) значение,  $n'(z, \mathbf{r})$  – флуктуационная составляющая.

Рассматривался случай распространения, когда начальное распределение поля задавалось в виде коллимированного гауссова пучка

$$U_0(\mathbf{r}) = U_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{2a^2}\right\}$$

с начальным радиусом на выходной апертуре  $a$ .

Алгоритм численного решения уравнения (1) основан на методе расщепления по физическим факторам с разбиением трассы распространения на слои, в каждом из которых турбулентные искажения оптического излучения моделируются с помощью фазовых экранов, а между экранами учитывается лишь дифракция излучения [16, 17]. Моделирование фазовых экранов на атмосферных участках трассы осуществлялось на основе колмогоровской модели турбулентности показателя преломления воздуха с использованием полуэмпирической модели высотного профиля  $C_n^2$  в атмосфере [14] для

задания значений  $C_n^2$  на каждом из экранов вдоль трассы распространения.

Построенная на основе известных экспериментальных данных высотная модель  $C_n^2$  [14] определяет изменение структурной характеристики показателя преломления с высотой для трех типов «турбулентной погоды», которые соответствуют наилучшим, средним и наихудшим условиям распространения света в атмосфере. В соответствии с этой моделью структурная характеристика изменяется с высотой в следующих диапазонах: наилучшие условия –  $(5 \cdot 10^{-16} \div 9 \cdot 10^{-19}) \text{ м}^{-2/3}$ , средние условия –  $(7 \cdot 10^{-15} \div 2 \cdot 10^{-18}) \text{ м}^{-2/3}$ , наихудшие условия –  $(1 \cdot 10^{-13} \div 5 \cdot 10^{-18}) \text{ м}^{-2/3}$ .

Моделирование фазовых экранов на начальных участках трасс, т.е. в возмущенной области, прилегающей к турели, осуществлялось в соответствии с рассчитанным пространственным распределением среднего значения  $\bar{n}(z, \mathbf{r})$  и случайных флуктуаций  $n'(z, \mathbf{r})$  показателя преломления воздуха для всех рассматриваемых случаев распространения. В случае распространения вперед и назад по ходу ЛА система координат при расчетах ориентировалась так, чтобы распространение происходило вдоль оси  $Z$ . Геометрия распространения лазерного пучка относительно турели в плоскости  $ZOX$  показана на рис. 1. Значения  $C_n^2$  на фазовых экранах в области турели изменялись в диапазоне  $3,6 \cdot 10^{-13} \div 5,6 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$  на высоте 10 км. Полученное в результате такого моделирования распределение комплексного поля лазерного излучения на границе области повышенной плотности принималось за начальное распределение поля при моделировании распространения в турбулентной атмосфере.

## Расчет параметров фазовых экранов в области, прилегающей к турели

Для определения среднего значения  $\bar{n}$  и структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха  $C_n^2$  в области, прилегающей к турели, необходимых для моделирования фазовых экранов, с использованием программы Fluid Dynamics рассчитывались распределения средних значений термодинамических параметров дозвукового потока воздуха: вектора средней скорости  $\mathbf{u}$  и средней плотности воздуха  $\rho_0$  для случая обтекания воздушным потоком турели, движущейся на высоте  $H$  со скоростью 0,75 М.

Значения среднего показателя преломления определялись по формуле [18]:

$$\bar{n}(\mathbf{r}) = \rho_0(\mathbf{r}) (2,227 \cdot 10^{-4} (1 + 7,53 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2})). \quad (2)$$

( $\rho_0(\mathbf{r})$  – пространственное распределение средней плотности в плоскости, перпендикулярной направлению распространения).

Моделирование регулярных фазовых экранов осуществлялось по формуле

$$\Psi_r(\mathbf{r}) = \Delta z k \bar{n},$$

где  $\Delta z = R_0 / (N_{\text{scr}} - 1)$  – толщина фазового экрана,  $R_0$  – протяженность участка трассы от поверхности модели до границы области, возмущенной набегающим потоком воздуха, которая определялась по изменению плотности воздуха более чем на 1% относительно невозмущенных значений,  $N_{\text{scr}}$  – количество фазовых экранов.

Затем рассчитанные значения  $\mathbf{u}$  и  $\rho_0$  совместно с параметрами  $K$ -омега SST (Shear-Stress Transport) модели турбулентности Fluid Dynamics [19] использовались в уравнении для дисперсии флуктуаций плотности  $\sigma_p^2 = \overline{\rho'^2}$  [20]:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \left( \mathbf{u} \overline{\rho'^2} - \frac{\nu_T}{\sigma_{pp}} \operatorname{grad} \overline{\rho'^2} \right) = \\ = 2 \frac{\nu_T}{\sigma_p} (\operatorname{grad} \rho_0)^2 - \left( \operatorname{div} \mathbf{u} + C_D \frac{\varepsilon}{K} \right) \overline{\rho'^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\rho' = \rho - \rho_0$  – флуктуации плотности; черта сверху означает усреднение по ансамблю;  $\nu_T = 0,09 K^2 / \varepsilon$  – турбулентная кинематическая вязкость;  $\sigma_p$ ,  $\sigma_{pp}$ ,  $C_D$  – постоянные величины;  $K = \langle \mathbf{u}'^2 \rangle / 2$  – кинетическая энергия турбулентности,  $\mathbf{u}'$  – случайные отклонения вектора скорости от среднего;  $\varepsilon$  – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности.

Решение уравнения (3) позволяет найти структурную характеристику показателя преломления воздуха по формуле

$$C_n^2(z, \mathbf{r}) = 1,91 G^2 \frac{\overline{\rho'^2(z, \mathbf{r})}}{\rho^2(z, \mathbf{r})} L_0^{-2/3}.$$

Здесь  $G = 0,000272$  – постоянная Гладстона–Дейла;  $\rho$  – плотность воздуха при нормальных условиях;  $L_0$  – внешний масштаб турбулентности, определяемый масштабами изменения средних значений термодинамических параметров дозвукового потока воздуха [9, 20].

Моделирование случайных фазовых экранов осуществлялось в соответствии с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления

$$\Phi_{\Psi}(q_x, q_y) = 0,009693 k^2 \Delta z C_n^2 (q_x^2 + q_y^2)^{-11/6}.$$

( $\mathbf{q} = \{q_x, q_y\}$  – двумерный вектор пространственных частот). Значения структурной характеристики показателя преломления на каждом случайном фазовом экране задавались с использованием найденных значений  $C_n^2$  для возмущенной области в окрестности турели, формируемой ЛА на исследуемой высоте. Внешний масштаб  $L_0$  для каждого экрана задавался границами расчетной сетки, поскольку масштабы изменения средней плотности в продольном направлении соизмеримы с продольными размерами моделируемого потока. В поперечном направлении внешний масштаб турбулентности в пристеночных течениях  $L_K$  составляет десятые доли от поперечных размеров потока [21, 22], так что  $L_K \ll L_0$ .

Для моделирования турбулентности в области, прилегающей к турели, мы задавали несколько случайных фазовых экранов, число которых оценивалось из геометрии потока и условия некоррелированности экранов в направлении распространения ( $\Delta z > L_K$ ) [9].

## Результаты численных экспериментов

Расчеты средней интенсивности  $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle = \langle U(z, \mathbf{r}) U^*(z, \mathbf{r}) \rangle$  (угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по ансамблю реализаций,  $I(z, \mathbf{r})$  – случайное распределение интенсивности пучка), относительной дисперсии флуктуаций интенсивности  $\sigma_I(z, \mathbf{r})$ , регулярного смещения  $\sigma_r$  и дисперсии случайных смещений энергетического центра тяжести  $\sigma_c^2$  проводились для пучка с эффективным радиусом на выходной апертуре  $a = 5$  и  $10$  см; длина волны излучения задавалась равной  $1,06$  мкм; высота ЛА полагалась равной  $10$  км. Протяженность трасс распространения выбиралась не только из их геометрии (см. рис. 1) с учетом модели [14], где высота турбулентной атмосферы ограничена  $20$  км, но и из возможности провести численное моделирование. Таким образом, распространение от турели вверх осуществлялось до внешней границы атмосферы, т.е. на  $10$  км. При распространении пучка под углом  $45^\circ$  вперед и назад по ходу движения ЛА протяженность трасс  $L$  была выбрана равной  $10$  км. Расчет относительной дисперсии флуктуаций интенсивности  $\sigma_I(z, \mathbf{r})$  проводился по формуле [15]:

$$\sigma_I(z, \mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\langle I^2(z, \mathbf{r}) \rangle}{\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle^2} - 1}, \quad (4)$$

среднее смещение

$$\sigma_r = |\rho_r|$$

и дисперсия случайных смещений энергетического центра тяжести пучка

$$\sigma_c^2 = \langle (x_c^2 + y_c^2) \rangle,$$

где  $\{x_c, y_c\}$  – координаты случайного вектора энергетического центра тяжести пучка  $\rho_c$ ;  $\rho_r = \{x_r, y_r\}$  – радиус-вектор, определяющий среднее смещение пучка относительно прямолинейного распространения. Векторы  $\rho_c$  и  $\rho_r$  задаются соотношениями

$$\rho_r(x_r, y_r) = \frac{\int \mathbf{r} \langle I(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}}{\int \langle I(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}}, \quad (5)$$

$$\rho_c(x_c, y_c) = \frac{\int (\mathbf{r} - \rho_r) I(\mathbf{r} - \rho_r) d\mathbf{r}}{\int I(\mathbf{r} - \rho_r) d\mathbf{r}}. \quad (6)$$

Число случайных реализаций, использованных для оценки статистических параметров пучка, определялось из условия, что относительная среднеквадратическая погрешность оценивания статистического параметра должна быть не больше 0,2, и, как правило, не превышало 500.

На рис. 2 показаны нормированные максимальные значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка  $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle$  с начальным радиусом  $a = 5$  (рис. 2, а) и 10 см (рис. 2, б) при распространении с высоты 10 км в сравнении с пучком, распространяющимся в турбулентной атмосфере при наилучших условиях для распространения света (кривые 4, 4'). Нормировка средней интенсивности на графике осуществляется на текущее дифракционное значение интенсивности  $I_0$  на оси пучка.

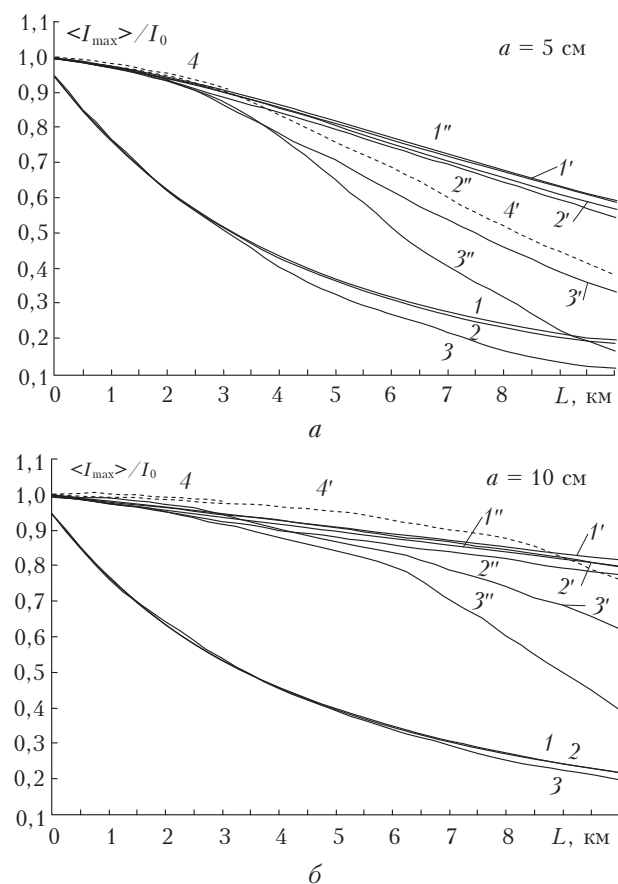


Рис. 2. Зависимость  $\langle I_{\max} \rangle / I_0$  от  $L$ . Наилучшие (1, 1', 1''), средние (2, 2', 2'') и наихудшие (3, 3', 3'') условия для распространения света; 4, 4' – наихудшие условия без ударной волны (пунктирная линия). Распространение вперед (без штриха), вверх (один штрих), назад (два штриха);  $a = 5$  (а) и 10 см (б)

Из рис. 2 следует, что возмущения, возникающие в окрестности турели, расположенной на фюзеляже движущегося с дозвуковой скоростью летательного аппарата при распространении через них оптического излучения, приводят к более быстрому уменьшению  $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle$  вдоль трассы распространения. Так, из рис. 2, а можно видеть, что при рас-

пространении под углом  $45^\circ$  вперед по ходу движения ЛА через область максимальных возмущений показателя преломления, располагающуюся у турели (кривые 1–3), где пучок искажается сильнее всего, атмосферная турбулентность незначительно влияет на  $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle$  по мере распространения пучка. С увеличением размеров выходной апертуры (см. рис. 2, б) качественным образом ничего не меняется. Из рис. 2 следует, что дозвуковая скорость движения летательного аппарата и образующая вследствие этого область повышенных значений плотности вокруг обтекаемой дозвуковым потоком турели приводят к существенно более быстрому уменьшению максимального значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка по мере его распространения вдоль трассы.

Результаты расчета относительной дисперсии флуктуаций интенсивности  $\sigma_I(z, \mathbf{r})$  представлены на рис. 3.

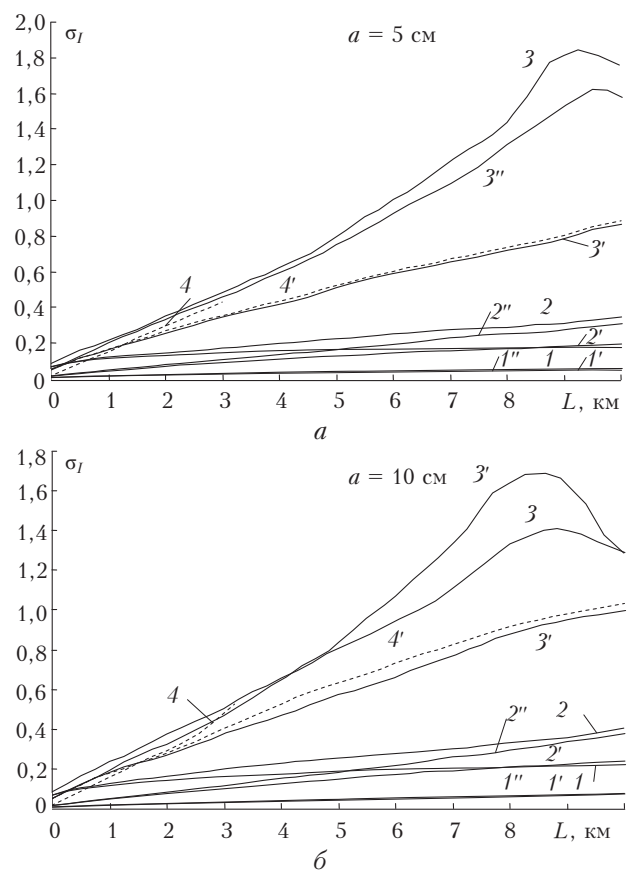


Рис. 3. Зависимость  $\sigma_I$  от  $L$ . Наилучшие (1, 1', 1''), средние (2, 2', 2'') и наихудшие (3, 3', 3'') условия для распространения света; 4, 4' – наихудшие условия без ударной волны (пунктирная линия). Распространение вперед (без штриха), вверх (один штрих), назад (два штриха);  $a = 5$  (а) и 10 см (б)

Расчеты проводились в точке с координатами усредненного энергетического центра тяжести пучка  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_c$ . Рис. 3 показывает, что турбулентность атмосферы приводит к увеличению флуктуаций

интенсивности в пучке, прошедшем область возмущений, однако вследствие ограниченной протяженности трассы относительная дисперсия не успевает достигнуть насыщения при наилучших и средних турбулентных условиях распространения света. Кривые 4 и 4' на рис. 3 описывают распространение пучка только в турбулентной атмосфере. Видно, что возмущения воздуха вокруг турели, обусловленные движением летательного аппарата с дозвуковой скоростью, незначительно сказываются на поведении дисперсии флуктуаций интенсивности оптического пучка в сравнении со значениями  $\sigma_I(z, r)$ , полученными в турбулентной атмосфере. Из рис. 3 также видно, что относительная дисперсия растет тем быстрее, чем больше начальный поперечный размер пучка, т.е. чем больше случайная разность фаз в пределах пучка, тем выше должен быть уровень насыщения флуктуаций интенсивности [23].

На рис. 4 приведены результаты расчета среднеквадратического отклонения случайных смещений  $\sigma_c/L$  оптических пучков.

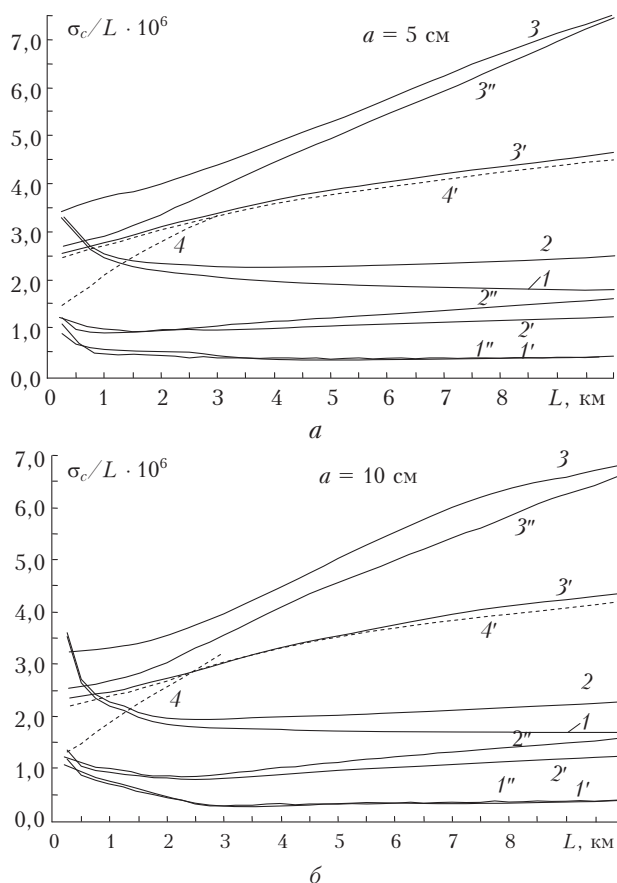


Рис. 4. Дисперсия случайных смещений  $\sigma_c/L$  оптического пучка. Наилучшие (1, 1', 1''), средние (2, 2', 2'') и наихудшие (3, 3', 3'') условия для распространения света; 4, 4' — наихудшие условия без ударной волны (пунктирная линия). Распространение вперед (без штриха), вверх (один штрих), назад (два штриха);  $a = 5$  (а) и 10 см (б)

Из рис. 4 следует, что при наилучших и средних условиях распространения света влияние турбулентности на случайное смещение пучка невелико.

Угловое среднеквадратическое отклонение случайных смещений пучка после прохождения области повышенных значений плотности сначала уменьшается, а на расстоянии нескольких километров от турели начинает медленно расти. С ростом интенсивности оптической турбулентности изменяется ход  $\sigma_c/L$ . При наихудших условиях для распространения света с увеличением длины трассы угловое среднеквадратическое отклонение пучка после прохождения области повышенных значений плотности начинает расти, как и в отсутствие ударной волны (см. рис. 4, кривые 4, 4'). Можно сказать, что наличие возмущенной области вокруг турели, формирующейся при движении летательного аппарата со скоростью 0,75 М, незначительно влияет на величину среднеквадратического отклонения случайных смещений энергетического центра тяжести пучка.

Величина регулярного смещения  $\sigma_r$  оптического пучка (рис. 5) линейно растет с увеличением длины трассы и очень слабо зависит от турбулентных условий распространения.

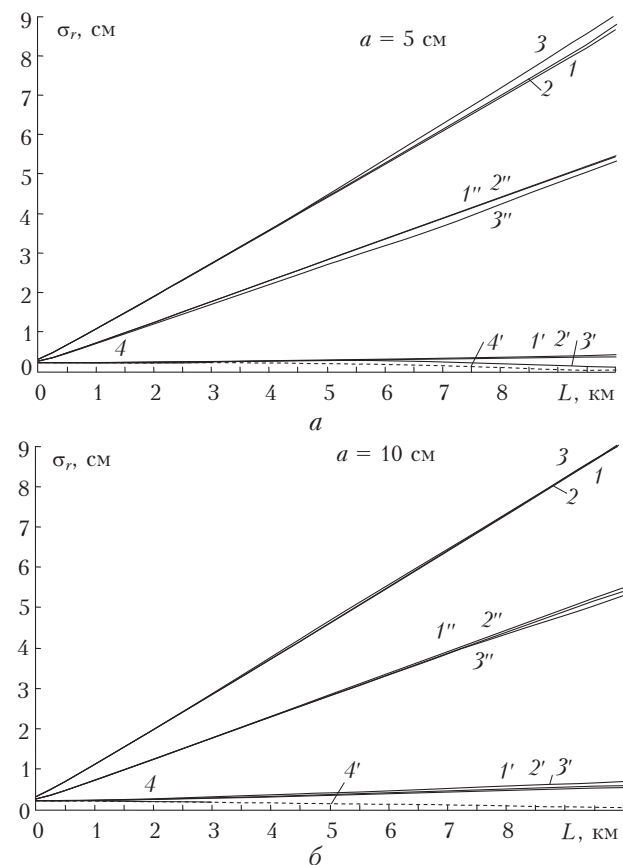


Рис. 5. Регулярное смещение  $\sigma_r$  оптического пучка. Наилучшие (1, 1', 1''), средние (2, 2', 2'') и наихудшие (3, 3', 3'') условия для распространения света; 4, 4' — наихудшие условия без ударной волны (пунктирная линия). Распространение вперед (без штриха), вверх (один штрих), назад (два штриха);  $a = 5$  (а) и 10 см (б)

Регулярные отклонения, вызванные возмущенной областью вокруг турели, намного превосходят величину случайных блужданий пучка из-за атмосферной турбулентности. Это видно, например, по

кривым 3 и 4, которые иллюстрируют изменение величины регулярного смещения оптического пучка при распространении через возмущенную область вокруг турели и только в турбулентной атмосфере соответственно.

### Заключение

В статье представлены результаты исследования влияния дозвуковой скорости движения ЛА на искажения лазерного пучка, распространяющегося с поверхности турели, располагающейся на фюзеляже ЛА в турбулентной атмосфере. Показано, что формирующиеся при дозвуковых скоростях движения ЛА возмущения вокруг турели незначительно влияют на характеристики пучка. Тем не менее при распространении пучка вперед по ходу движения ЛА наблюдается более быстрое спадание максимального значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка. Основной вклад возмущенной области вокруг турели заключается в отклонении пучка от прямолинейного направления распространения. Отклонение тем больше, чем через более турбулизованную область в окрестности турели происходит распространение лазерного пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-06549), ведущей научной школы НШ-8199.2016.5 и Президента РФ (грант № МК-1366.2017.8).

1. *Frumker E., Pade O.* Generic method for aero-optic evaluations // *Appl. Opt.* 2004. V. 43, N 16. P. 3224–3228.
2. *Pade O.* Propagation through shear layers // *Proc. SPIE.* 2006. V. 6364. P. 63640E.
3. *Волков К.Н., Емельянов В.Н.* Аэрооптические эффекты в турбулентном потоке и их моделирование // *Ж. техн. физ.* 2008. Т. 78, Вып. 2. С. 77–82.
4. *Henriksson M., Sjöqvist L., Parmhed O., Fureby C.* Numerical laser beam propagation using large eddy simulation of a jet engine flow field // *Opt. Eng.* 2015. V. 54, N 8. P. 085101. DOI: 10.1117/1.OE.54.8.085101.
5. *Bo L., Hong L.* Aero-optical characteristics of supersonic flow over Blunt Wedge with cavity window // *J. Shanghai Jiaotong Univ.* 2011. V. 16, N 6. P. 742–749.
6. *Xu L., Cai Y.* Influence of altitude on aero-optic imaging deviation // *Appl. Opt.* 2011. V. 50, N 18. P. 2949–2957.
7. *Wang M., Mani A., Gordeev S.* Physics and computation of aero-optics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2012. V. 44. P. 299–321.
8. *Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Zhao Y.X.* Hierarchical structure of the optical path length of the supersonic turbulent boundary layer // *Opt. Express.* 2012. V. 20, iss. 15. P. 16494–16503.
9. *Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Дифракция оптического пучка на ударной волне, возникающей

- вблизи сверхзвукового летательного аппарата // *Оптика атмосф. и океана.* 2013. Т. 26, № 11. С. 932–941.
10. *Banakh V.A., Sukharev A.A., Falits A.V.* Optical beam distortions induced by a shock wave // *Appl. Opt.* 2015. V. 54, N 8. P. 2023–2031.
  11. *Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Проявление аэрооптических эффектов в турбулентной атмосфере при сверхзвуковом движении конусообразного тела. // *Оптика атмосф. и океана.* 2014. Т. 27, № 8. С. 679–688; *Banakh V.A., Sukharev A.A., Falits A.V.* Manifestation of aero-optical effects in a turbulent atmosphere in supersonic motion of a conical body // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 1. P. 24–33.
  12. *Банах В.А., Сухарев А.А.* Искажения лазерных пучков, вызываемые ударной волной вблизи турели сверхзвукового летательного аппарата // *Оптика атмосф. и океана.* 2016. Т. 29, № 1. С. 14–22; *Banakh V.A., Sukharev A.A.* Laser beam distortions caused by a shock wave near the turret of a supersonic aircraft // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 29, N 3. P. 225–233.
  13. *Банах В.А., Сухарев А.А.* Вклад атмосферной турбулентности в искажения лазерных пучков, вызываемые ударной волной, формирующейся при сверхзвуковом обтекании турели // *Оптика атмосф. и океана.* 2016. Т. 29, № 4. С. 257–262.
  14. *Гурвич А.С., Грачева М.Е.* Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана.* 1980. Т. 16, № 10. С. 1107–1111.
  15. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Л.: Гидрометеиздат, 1988. Т. 5. 270 с.
  16. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // *Успехи физ. наук.* 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
  17. *Татарский В.И.* Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
  18. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
  19. *Wilcox D.C.* Turbulence modeling for CFD. La Canada, California: DCW Industries, 2006. 522 p.
  20. *Банах В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А.* Восстановление структурной характеристики показателя преломления и средней плотности воздуха в ударной волне, возникающей при сверхзвуковом обтекании препятствий, из оптических измерений // *Оптика и спектроскопия.* 2011. Т. 111, № 6. С. 1032–1037.
  21. *Wang K., Wang M.* Aero-optics of subsonic turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* 2012. V. 696. P. 122–151.
  22. *Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Wang Xi.* Structure of the refractive index distribution of the supersonic turbulent boundary layer // *Opt. Lasers Eng.* 2013. V. 51, N 9. P. 1113–1119.
  23. *Рытов С.М., Кравцов О.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Часть 2: Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.

#### **V.A. Banakh, A.A. Sukharev. Aircraft subsonic speed impact on distortions of a laser beam propagating from the turret surface through a turbulent atmosphere.**

Results of the analysis of the mean intensity, intensity fluctuations, and regular and random wandering of optical beams propagating through the high-density area, which is formed due to subsonic airflow about a turret, in a turbulent atmosphere, are described. It is shown that the presence of perturbations around the turret caused by aircraft subsonic movements has a little impact on beam parameter. Quantitative data, which illustrate changes in the beam parameters along paths of different geometry versus turbulent conditions of light propagation, are presented and discussed.