

В.С. Сиразетдинов, Д.И. Дмитриев, И.В. Иванова, Д.Г. Титтертон¹

Воздействие струи турбореактивного авиационного двигателя на лазерное излучение.

Ч. 1. Угловой спектр возмущенного пучка

НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

¹ ДERA, г. Фарнборо, Великобритания

Поступила в редакцию 17.09.2001 г.

Экспериментально исследован угловой спектр лазерных пучков ($\lambda = 1,06$ и $0,53$ мкм), пересекающих струю авиационного двигателя под различными углами к ее оси: 90 , 45 и 10° . Под воздействием струи расходимость излучения увеличивается в 6 – 35 раз. Обнаружены существенное превышение (в 2 – 3 раза) угловой ширины пучка с $\lambda = 0,53$ мкм над шириной пучка с $\lambda = 1,06$ мкм и азимутальная асимметрия угловых распределений интенсивности. На основе выбора вида спектра флуктуаций показателя преломления (композиция спектра Кармана для турбулентной среды и дополнительной высокочастотной спектральной функции, анизотропия в области внешних масштабов турбулентности) получены аналитические соотношения для оценки углового спектра возмущенного пучка, согласующиеся с экспериментальными данными.

Введение

Распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере является предметом интенсивных исследований уже много лет. При этом, как правило, основное внимание уделяется распространению лазерного излучения в естественных наземных условиях, когда уровень турбулентности атмосферы не превышает значений, характеризуемых величиной структурной постоянной показателя преломления $C_n^2 \sim 10^{-13}$ – 10^{-12} м^{-2/3}. Однако на практике нередки ситуации, когда в окружающей среде возникают зоны, характеризующиеся уровнем турбулентности на 3 – 4 порядка выше ($C_n^2 \sim 10^{-10}$ – 10^{-9} м^{-2/3}). Такие зоны могут порождаться как естественными (нисходящие ветровые порывы, ветровые сдвиги вблизи атмосферных фронтов), так и искусственными факторами – струя авиационного двигателя или адиабатический вихревой след самолета. Лазерное излучение, возмущенное турбулентным слоем, может быть индикатором указанных явлений. Данная статья посвящена изучению влияния турбулентной струи авиационного двигателя на угловую расходимость лазерных пучков с длиной волны излучения $\lambda = 1,06$ и $0,53$ мкм.

1. Экспериментальные исследования

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 1.

В экспериментах в качестве источника струи использовался турбореактивный двигатель Р-25-300 3 с диаметром сопла 55 см. При проведении экспериментальных пусков температура T струи на выходе из сопла равнялась примерно 380 °С, а ее скорость V на оси – на расстоянии 1 м от сопла – около 600 км/ч.

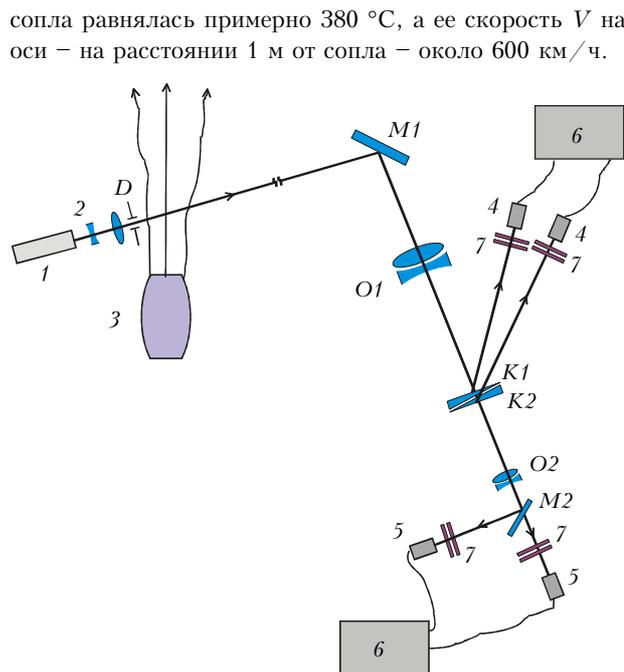


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента

Лазер 1 вместе с расширяющей пучок телескопической системой 2, поворотное зеркало M1 и приемная система (объективы O1, O2, оптические клинья K1, K2 и ПЗС-камеры 4, 5, компьютеры 6 и аттенюаторы 7) расположены на виброзащищенных платформах. На выходе телескопической системы размещалась обойма со сменными апертурными диафрагмами D, определяющими диаметр пучка на входе в струю. Длительность импульсов излучения лазера с энергией

3–5 мДж не превышала 30 нс, частота следования импульсов составляла 12,5 Гц.

Эксперименты осуществлялись при распространении лазерного пучка как поперек (угол пересечения струи $\varphi_1 = 90^\circ$ и $\varphi_2 = 45^\circ$), так и почти вдоль оси струи ($\varphi_3 = 10^\circ$). Дистанция L_1 от лазера до поворотного зеркала $M1$, выводящего пучок из зоны струи и направляющего излучение в приемную систему, равнялась примерно 60 м. Дистанция L_2 от зеркала $M2$ до входного объектива $O1$ приемной системы составляла 23 м.

Входной объектив приемной системы имел диаметр 30 см и фокусное расстояние $F_1 = 265$ см. Клинья $K1$ и $K2$ отводят часть излучения на ПЗС-камеры 4, расположенные в фокальной области объектива $O1$ и записывающие дальнопольные распределения интенсивности лазерного излучения с длинами волн $\lambda = 0,53$ и 1,06 мкм. Объектив $O2$ ретранслировал в требуемом масштабе ближнепольное изображение возмущенного лазерного пучка на ПЗС-камеры 5.

В экспериментах лазерный пучок входил в струю на расстоянии около полуметра от сопла и проходил через ее ось. Оси струи двигателя и лазерного пучка лежали в горизонтальной плоскости на высоте 150 см над землей.

В процессе исследований были выполнены контрольные эксперименты, в которых осуществлялась проверка влияния, оказываемого работающим двигателем виброфона на характеристики регистрируемого лазерного излучения. В этих экспериментах вибрационная обстановка и параметры оптической трассы сохранялись, однако лазерный пучок не проходил через струю работающего в обычном режиме двигателя. Полученные данные показали, что лазерные пучки не испытывали возмущений вследствие вибраций, возбуждаемых двигателем.

В таблице приведены результаты измерений усредненной полуширины углового распределения лазерных пучков, пересекающих струю двигателя под различными углами к ее оси. Подчеркнем важную

Значения угловой полуширины лазерного пучка по уровню $(1/e) I_{\max}$ в горизонтальном и вертикальном направлениях: θ_x и θ_y , мкрад

Параметры пучка		$\lambda = 1,06$ мкм		$\lambda = 0,53$ мкм	
		Диаметр, мм			
		30	10	30	10
$\varphi_1 = 90^\circ$	θ_x	140±20	145±20	415±50	420±50
	θ_y	205±30	220±30	470±60	505±60
$\varphi_2 = 45^\circ$	θ_x	210±30	225±30	530±70	560±70
	θ_y	310±40	320±40	725±90	750±90
$\varphi_3 = 10^\circ$	θ_x	325±40	350±40	680±90	840±100
	θ_y	390±50	400±50	780±100	945±120
Без струи	θ_x	26±5	31±5	22±5	39±6
	θ_y	26±5	42±6	22±5	46±6

особенность методики экспериментальных исследований: лазер излучал короткие импульсы на двух длинах волн одновременно. Таким образом, одновременно регистрировались практически «мгновенные» изо-

бражения лазерных пучков, прошедших через одни и те же неоднородности в скоростной турбулентной струе. В каждой из экспериментальных серий регистрировалось не менее 1500 изображений, по такому статистическому массиву и производилось усреднение угловых распределений излучения.

В результате анализа экспериментальных данных обнаружено следующее.

Под воздействием струи угловая расходимость «микронного» пучка увеличивается примерно в 6–15 раз, а «полумикронного» – в 20–35 раз. Для обеих длин волн и для обоих диаметров пучка наблюдается увеличение угловой ширины при уменьшении угла пересечения струи пучком. Это естественно, поскольку с уменьшением угла пересечения φ растет длина пути лазерного пучка в зоне турбулентной струи: для $\varphi = 90^\circ$ длина пути в турбулентной зоне L_t составляет 0,8 м, для $\varphi = 45^\circ$ – 1,4 м, для $\varphi = 10^\circ$ – 60 м.

Во всех экспериментальных ситуациях угловая расходимость «полумикронных» пучков по абсолютной величине в 2–3 раза превышает угловую расходимость «микронного» излучения. Это оказалось достаточно неожиданным, поскольку теоретические оценки не дают такой сильной спектральной зависимости углового уширения лазерного пучка, прошедшего турбулентную зону, характеризуемую стандартным спектром флуктуаций показателя преломления. Простейшая оценка для спектра степенного вида дает следующее соотношение. Угловая ширина возмущенного турбулентной средой пучка $\theta \sim \lambda/\rho_c$, где радиус когерентности $\rho_c \sim [1,45 C_n^2 (2\pi/\lambda)^2 L_t]^{-3/5}$, тогда для оценки угловой расходимости получаем

$$\theta \sim \lambda (1,45 C_n^2 (2\pi/\lambda)^2 L_t)^{3/5} \sim (5,8 \pi^2 C_n^2 L_t)^{3/5} \lambda^{-1/5}. \quad (1)$$

Из формулы (1) для $\lambda_1 = 1,06$ и $\lambda_2 = 0,53$ мкм получаем, что различие угловых расходимостей будет значительно меньше, чем в эксперименте: $\theta(\lambda_2)/\theta(\lambda_1) \sim (\lambda_1/\lambda_2)^{1/5} \approx 1,15$.

Другим моментом, обращающим на себя внимание, является азимутальная асимметрия угловых распределений интенсивности возмущенных струей пучков, достаточно сильно выраженная для геометрии пересечения струи пучком под углами $\varphi = 45$ и 90° . При этом усредненное распределение имеет форму эллипса, большая ось которого ориентированна по вертикали ортогонально плоскости, в которой лежат оси струи и пучка.

2. Сопоставление экспериментальных данных с теоретическими соотношениями для углового спектра пучка, возмущенного турбулентной струей

С целью выявления всех особенностей полученных результатов анализ условий появления спектральной зависимости углового распределения интенсивности и асимметрии распределения рассмотрим раздельно.

Нормированный угловой спектр лазерного пучка, прошедшего через зону турбулентной атмосферы толщиной L_t , можно найти из соотношения [1]:

$$I(\theta) = \frac{\int_0^1 e^{-D(r)/2} J_0(2akr\theta) \gamma(r) r dr}{\int_0^1 e^{-D(r)/2} \gamma(r) r dr}, \quad (2)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя;

$$\gamma = \arccos\left(\frac{r}{2a}\right) - \left(\frac{r}{2a}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{r}{2a}\right)^2}$$

– начальная функция когерентности пучка радиуса a с равномерным распределением интенсивности по сечению; $D(r)$ – структурная функция комплексной фазы для плоской волны.

Наиболее просто найти $D(r)$, когда турбулентный слой в среднем однороден по длине. К такому случаю можно отнести эксперименты при поперечном пересечении струи пучком ($\varphi = 90$ и 45°). Поэтому в дальнейшем будем анализировать эти случаи. Кроме того, учтем, что в турбулентной струе наиболее крупные вихревые образования сопоставимы по размеру с ее радиусом [2], составляющим в эксперименте относительно небольшую величину $\sim 0,5$ м в зоне пересечения. Обычно используемая структурная функция фазы для волны, прошедшей однородный и изотропный турбулентный слой, характеризуемый структурной постоянной C_n^2 и внешним масштабом турбулентности L_0 , имеет вид [3]:

$$D(r) = 2,77 k^2 C_n^2 L_t \times \left[\frac{\pi L_0^{5/3}}{\Gamma(1/6)} - (rL_0/2)^{5/6} K_{-5/6}(r/L_0) \right], \quad (3)$$

где $K_{-5/6}(x)$ – функция Макдональда; $\Gamma(x)$ – гамма-функция.

На рис. 2 приведены угловые распределения интенсивности для пучка диаметром 10 мм, полученные экспериментально и расчетным путем на основе соотношения (2) при значениях C_n^2 и L_0 , подобранных методом подгонки теоретического и экспериментального распределений для $\lambda = 1,06$ мкм. Отметим, что именно такой вид структурной функции позволил смоделировать расчетным путем экспериментальные результаты, полученные в ранее выполненных аналогичных экспериментах для длин волн $\lambda = 1,06$ и $10,6$ мкм [4, 5].

На рис. 2 представлены усредненные распределения интенсивности излучения в дальней зоне по диагонали поперечного сечения пучка, так как на данном этапе нами не рассматривается асимметрия распределения. Видно, что использование в расчетах структурной функции (3), отвечающей спектру Кармана для флуктуаций показателя преломления

$$\Phi(p) = 0,033 C_n^2 [(1/L_0)^2 + p^2]^{-11/6}, \quad (4)$$

не позволяет смоделировать экспериментальные результаты для угловой расходимости «полумикронного» излучения. Аналогичный результат дает сопоставление расчетных и экспериментальных данных для

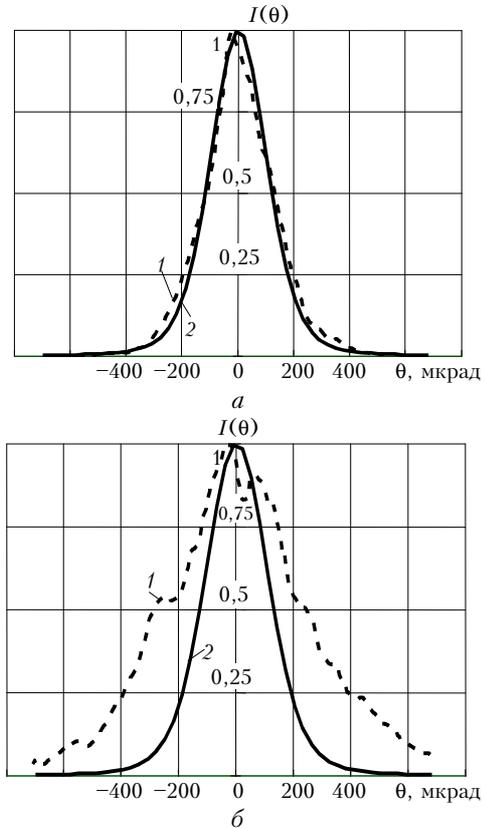


Рис. 2. Угловые распределения интенсивности возмущенной турбулентной струей лазерного пучка с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм (а) и $0,53$ мкм (б), $\varphi = 90^\circ$; 1 (эксперимент) – сечение по диагонали изображения пучка в дальней зоне; 2 – расчет при значениях параметров спектра Кармана: $C_n^2 = 0,7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$ и $L_0 = 0,5$ м

пучков диаметром 30 мм и других геометрий пересечения струи. Следовательно, для предсказания характеристик излучения, прошедшего через струю, недостаточно использования стандартной модели турбулентного слоя. Причем следует иметь в виду, что дополнительный механизм рассеяния, который необходимо ввести в модель распространения излучения через струю, должен обладать свойством сильного воздействия на вид углового спектра для коротковолнового излучения и относительно слабого – на спектр излучения с длинами волн более 1 мкм.

Подобным механизмом может быть рассеяние излучения на аэрозолях, возможно присутствующих в выхлопной струе двигателя, либо на других неоднородностях, но относящихся к высокочастотной области спектра неоднородностей в возмущенной среде. Для их моделирования нами был использован спектр флуктуаций показателя преломления в виде комбинации исходного спектра вида (4) со спектральной функцией, дополняющей высокочастотные компоненты. Для сопоставления с экспериментом были выбраны два

типа функций для высокочастотной компоненты, в комбинации с которыми полные спектры имеют вид

$$\Phi 1(p) = 0,033 C_n^2 \left\{ \left[\left(\frac{1}{L_0} \right)^2 + p^2 \right]^{-11/6} + B \left[\left(\frac{2\pi}{L_s} \right)^2 + p^2 \right]^{-11/6} \right\}, \quad (5)$$

$$\Phi 2(p) = 0,033 C_n^2 \left[\left(\frac{1}{L_0} \right)^2 + p^2 \right]^{-11/6} + \sigma_n^2 \left(\frac{L_s}{2\sqrt{\pi}} \right)^3 \exp \left[- \left(\frac{pL_s}{2} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где значения параметров B в (5) и σ_n в (6) подбираются по результатам эксперимента. Высокочастотная компонента в спектре (6) относится к так называемому одномасштабному типу спектра с характерным размером неоднородностей показателя преломления L_s , а в (5) – к многомасштабному, в котором параметр L_s – внешний масштаб неоднородностей.

На рис. 3,а представлены в сравнении с экспериментом результаты расчета углового спектра возмущенного лазерного пучка диаметром 10 мм ($\varphi = 90^\circ$), выполненные на основе соотношения (2) с использованием структурной функции, отвечающей спектру

(5) при значениях параметров для $\lambda = 0,53$ мкм: $C_n^2 = 0,7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$, $L_0 = 0,5$ м, $B = 8$ и $L_s = 1$ мм, для $\lambda = 1,06$ мкм были подобраны значения $C_n^2 = 0,6 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$ и $B = 7$. На рис. 3,б показаны те же угловые распределения интенсивности, рассчитанные с использованием спектра (6) при значениях параметров для $\lambda = 0,53$ мкм: $C_n^2 = 0,7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$, $L_0 = 0,5$ м, $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-11}$ и $L_s = 1$ мм, для $\lambda = 1,06$ мкм также использовано значение $C_n^2 = 0,6 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$.

Видно, что оба варианта спектра флуктуаций показателя преломления позволяют смоделировать угловое распределение интенсивности возмущенного струей излучения обеих длин волн при соответствующем выборе параметров спектра неоднородностей. При этом характерный масштаб неоднородностей в высокочастотной части спектра оказывается равным $L_s \approx 1$ мм. Аналогичные результаты были получены и для других экспериментальных ситуаций, реализованных нами.

Таким образом, экспериментальная зависимость усредненного углового распределения интенсивности возмущенного струей лазерного пучка от длины волны излучения хорошо описывается обычной спектральной функцией Кармана вида (4) для флуктуаций показателя преломления в комбинации с дополнительной высокочастотной спектральной функцией. В то же время сопоставление экспериментальных и теоретически рассчитанных угловых спектров пучков, пересекающих струю, не позволяет выбрать однозначно вид высокочастотной компоненты спектра.

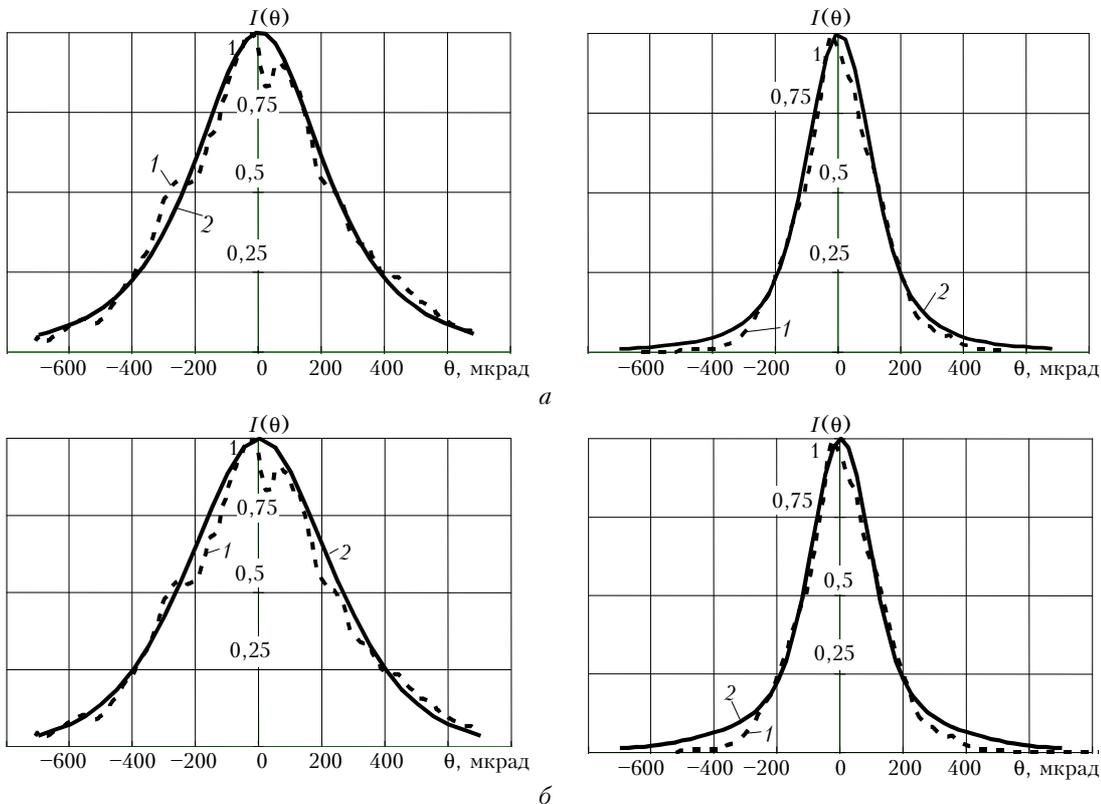


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности возмущенного турбулентной струей лазерного пучка с длиной волны $\lambda = 0,53$ мкм (слева) и 1,06 мкм (справа). Кривая 1 (эксперимент) – сечение по диагонали изображения пучка в дальней зоне; 2 – расчет при дополнении спектра Кармана функцией, увеличивающей вклад высокочастотных компонент

Как отмечалось выше, существует еще один эффект воздействия струи на угловой спектр лазерного пучка, который теоретическое соотношение (2) не описывает. Это асимметрия угловых распределений излучения, т.е. различие угловой полуширины пучка в горизонтальном (θ_x) и вертикальном (θ_y) направлениях. Отметим, что и случайные блуждания центра пучка по вертикали и горизонтали также различны. Такие данные позволяют предположить, что для моделирования случайных неоднородностей в струе нужно отказаться от предположения об изотропности их пространственного спектра.

При необходимости моделирования анизотропии случайно-неоднородной среды в области внешних масштабов турбулентности спектр модифицируют следующим образом [3]:

$$\Phi(p_x, p_y) = \frac{A C_n^2 (p_{x0} p_{y0})^{-11/6}}{[1 + (p_x/p_{0x})^2 + (p_y/p_{0y})^2]^{11/6}}, \quad (7)$$

где $p_{x0} = 1/L_{0x}$; $p_{y0} = 1/L_{0y}$; L_{0x} – внешний масштаб турбулентности в направлении OX , а L_{0y} – внешний масштаб турбулентности в направлении OY .

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных, полученных на основе спектральной функции типа (7), предполагает, что наблюдаемая асимметрия угловых характеристик связана с крупномасштабными вихрями.

В приближении, справедливом для узких пучков (радиус пучка $a \ll L_{0x}, L_{0y}$) и не слишком сильной анизотропии, на основе спектра (7) можно получить следующее аналитическое выражение для структурной функции комплексной фазы:

$$D(x, y) = 2,92k^2 L_t C_n^2 \left\{ (x^2 + y^2)^{5/6} - 0,2 \left[\frac{3 \left[\left(\frac{L_{0x}}{L_{0y}} \right)^2 x^2 + \left(\frac{L_{0y}}{L_{0x}} \right)^2 y^2 \right] + x^2 + y^2}{(L_{0x} L_{0y})^{1/6}} \right] \right\}. \quad (8)$$

Несмотря на приближенный характер, это соотношение позволяет качественно рассмотреть ситуацию, когда на лазерный пучок воздействует анизотропная случайно-неоднородная среда. При $L_{0x} = L_{0y}$ (8) переходит в известное соотношение, которое может быть получено из (3) при учете ограниченности внешнего масштаба турбулентности в первом приближении:

$$D(x, y) = 2,92k^2 L_t C_n^2 \left[(x^2 + y^2)^{5/6} - 0,8 \left(\frac{x^2 + y^2}{L_0^{1/3}} \right) \right]. \quad (9)$$

На рис. 4 приведены как экспериментально полученные, так и рассчитанные на основе выражения

(2) со структурной функцией вида (8) профили углового распределения интенсивности вдоль ортогональных осей OX и OY для излучения с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм и угла пересечения пучка и струи $\varphi = 45^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$ (диаметр пучка – 10 мм). Расчетные кривые подогнаны к экспериментальным зависимостям путем подбора значений параметров $C_n^2 \approx 1,5 \times 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$, $L_{0x} \approx 0,35$ м и $L_{0y} \approx 0,7$ м.

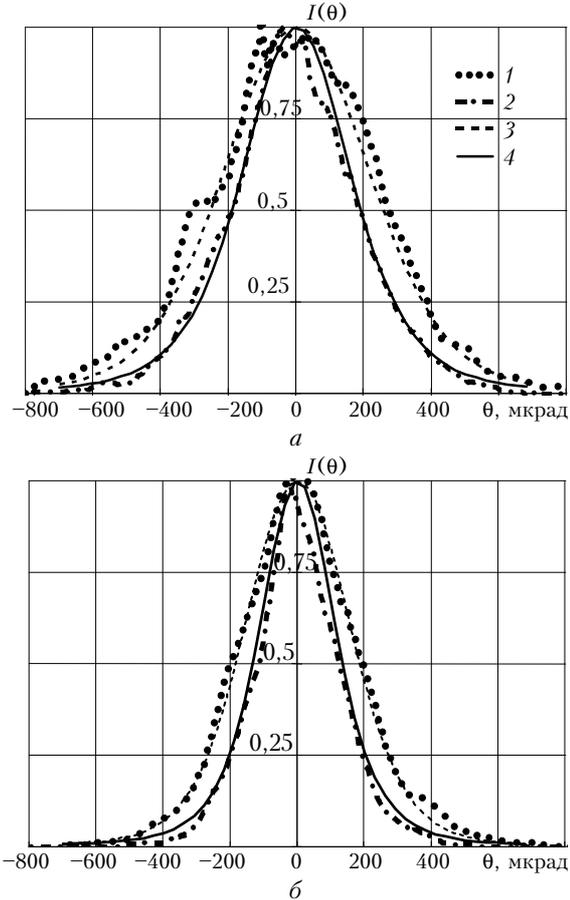


Рис. 4. Усредненное угловое распределение интенсивности возмущенного турбулентной струей излучения с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм в ортогональных сечениях пучка. Угол пересечения струи: $a - \varphi = 45^\circ$ и $b - \varphi = 90^\circ$. Эксперимент: 1 – распределение в вертикальном, 2 – в горизонтальном сечениях пучка. Расчет: 3 – распределение в вертикальном, 4 – в горизонтальном сечениях пучка

Следует обратить внимание, что при подборе значений структурной характеристики по профилю диагонального сечения распределения интенсивности в дальней зоне значения C_n^2 оказались вдвое меньшими. Следовательно, переход к анизотропной форме спектра флуктуаций показателя преломления в математической модели очень важен для получения правильных численных оценок параметров турбулентной среды.

Заключение

Сопоставление экспериментальных данных с известными теоретическими соотношениями показало, что рассмотренное соотношение для угловых характери-

стик излучения, прошедшего через струю авиадвигателя, не отвечает стандартной модели турбулентного слоя. Экспериментальная зависимость усредненного углового распределения интенсивности возмущенного струей лазерного пучка от длины волны излучения отвечает теоретической при использовании в расчетах обычной спектральной функции Кармана для флуктуаций показателя преломления в композиции с дополнительной спектральной функцией, увеличивающей вклад высокочастотных компонент ($p \geq 10^3$ 1/м). Однако соответствие экспериментальных и теоретически рассчитанных угловых спектров излучения различных длин волн может быть достигнуто с использованием высокочастотных спектральных функций различного вида, что не позволяет сделать однозначный выбор спектра.

В эксперименте наблюдается азимутальная асимметрия угловых распределений интенсивности возмущенных струей пучков. Асимметрия более значительна для $\lambda = 1,06$ мкм, чем для $\lambda = 0,53$ мкм: $(\theta_y/\theta_x)_{1,06} \sim 1,5$ и $(\theta_y/\theta_x)_{0,53} \sim 1,2$ для углов пересечения струи пучком $\varphi = 45$ и 90° . При распространении лазерных пучков почти вдоль струи ($\varphi = 10^\circ$) асимметрия угловых распределений излучения оказывается несколько меньше. В приближении распространения через струю узких пучков получены соотношения для структурной функции фазы и продемонстрировано сходство экс-

периментальных и расчетных результатов в части асимметрии распределений, достигнутое при введении анизотропии в области внешних масштабов турбулентности для спектральной функции флуктуаций показателя преломления типа Кармана.

Отмеченные в настоящей статье модификации спектра флуктуаций показателя преломления важны для осуществления корректного численного моделирования процесса распространения лазерного излучения через турбулентную струю методом случайных фазовых экранов.

1. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
2. Турбулентность. Принципы и применения / Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. М.: Мир, 1980. 535 с.
3. Исмаири А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 317 с.
4. Sirazetdinov V.S., Ivanova I.V., Starikov A.D., Titterton D.H., Sheremetyeva T.A., Filippov G.N., Yevchenko Yu.N. Experimental study of the structure of laser beams disturbed by turbulent stream of aircraft engine // Proc. SPIE. 2000. V. 3927. P. 397–405.
5. Sirazetdinov V.S., Starikov A.D., Titterton D.H. Study of laser beam propagation through a jet aircraft engine's exhaust // Proc. SPIE (EUROPTO series). 2000. V. 4167. P. 120–129.

V.S. Sirazetdinov, D.I. Dmitriev, I.V. Ivanova, D.H. Titterton. Effect of turbo-engine jet on laser radiation. Part 1. Angular spectrum of a perturbed beam.

Experimental studies of angular spectrum of laser beams ($\lambda = 1.06$ и 0.53 μm) intersecting a turbo-engine jet at different angles to its axis (90 , 45 и 10°) have been carried out. The angular divergence of radiation increases 6–35 times under the effect of the jet. It has been found that the angular width of the $\lambda = 0.53$ μm beam significantly (2–3 times) exceeds that of the $\lambda = 1.06$ μm beam and that angular distribution of the radiation intensity demonstrates azimuth asymmetry. Through selection of the appropriate type of the refraction index fluctuation spectrum (combination of von Karman's spectrum for turbulence and an additional high-frequency spectral function, anisotropy in the outer scales of turbulence) analytical relationships for evaluation of angular distribution of disturbed beams have been derived agreeing with the experimentally obtained data.