

УДК 551.561.2 : 535.311

ЛАЗЕРНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ C_n^2 , ОСНОВАННЫЙ НА РАССЕЯНИИ СВЕТА АТМОСФЕРНЫМ АЭРОЗОЛЕМ

М. С. Беленький, В. Л. Миронов

Предложен светолокационный метод определения параметра турбулентности C_n^2 , основанный на рассеянии света атмосферным аэрозолем и не требующий размещения лазерного источника и приемника на разных концах трассы. Оценены потенциальные возможности метода при определении высотных профилей $C_n^2(h)$ в реальной атмосфере.

Как известно [1], оптические квантовые генераторы находят широкое применение в лазерных методах определения параметров атмосферной турбулентности, в том числе параметра C_n^2 , характеризующего интенсивность турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха. Однако несмотря на значительное количество работ, посвященных этой проблеме [1], методов определения C_n^2 , не требующих размещения источников и приемников на разных концах трассы, все еще не существует. Все известные способы определения C_n^2 относятся к так называемым способам прямого лазерного просвечивания и требуют применения летательных аппаратов [2] или искусственных высотных сооружений [3] при измерении высотных зависимостей этого параметра. В то же время в измерениях высотных профилей таких метеопараметров атмосферы, как давление, температура и влажность, успешно используется [4] регистрация лазерных эхо-сигналов.

В настоящей работе предлагается новый светолокационный метод определения параметра C_n^2 [5], основанный на рассеянии света естественным мелкодисперсным (типа дымки) атмосферным аэрозолем. В основу метода положено явление искажения, за счет турбулентности, пространственной когерентности поля рассеянной аэрозолем оптической волны, приводящее к размытию изображения рассеивающего объема в фокальной плоскости приемной линзы.

Пусть пространственно-ограниченный лазерный пучок распространяется в турбулентной атмосфере и рассеивается на совокупности N дискретных независимых рассеивателей, содержащихся в выделенном рассеивающем объеме. В известном выражении для поля рассеянной волны в приближении однократного рассеяния [6-8] учтем обусловленные турбулентностью флуктуации фазы волны на пути до рассеивающего объема и обратно и вычислим пространственную функцию когерентности рассеянного поля, проводя независимые усреднения по случайным положениям частиц в объеме рассеяния (частицы считаются распределенными равномерно, а число N — по закону Пуассона) и флуктуациям показателя преломления на трассе. В результате усреднения получим

$$\Gamma_2(\rho, R, X) = \Gamma_2^s(\rho, R, X) \times \Gamma_2^t(\rho, R, X), \quad (1)$$

где Γ_2^s — пространственная функция когерентности поля пучка, рассеянного аэрозолем в однородной среде, Γ_2^f — функция когерентности поля точечного источника, излучающего из центра рассеивающего объема в турбулентную атмосферу, X — длина трассы, $\rho = \rho_1 - \rho_2$, $2R = \rho_1 + \rho_2$, ρ_1, ρ_2 — радиусы-векторы точек наблюдения в плоскости, совпадающей с плоскостью источника. Формула (1) совпадает с известным [1, 9] выражением для функции взаимной когерентности поля теплового источника в случайно-неоднородной среде.

Выражение для функции Γ_2^f известно из [1]. Функция Γ_2^s , согласно [7, 8], при $X \gg L_\perp$ (где L_\perp — средний поперечный размер рассеивающего объема) определяется теоремой Ван-Циттерта—Цернике. Используя результаты [1, 7, 8], для функции $\gamma(\rho) = |\Gamma_2(\rho, R, X)|/\Gamma_2(0, R, X)$ из формулы (1) получим

$$\gamma(\rho) = \exp \left[- \left(\frac{\rho}{\rho_{c1}} \right)^{5/3} - \rho^2 / \left(\frac{2X}{kL_\perp} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где $\rho_{c1} = (1,45 k^2 \int_0^x C_n^2(\eta) (\eta/X)^{5/3} d\eta)^{-3/5}$ — радиус когерентности поля

сферической волны, η — переменная интегрирования, отсчитываемая от рассеивающего объема к приемной системе лидара, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $C_n^2(\eta)$ — распределение структурной характеристики флуктуаций показателя преломления вдоль трассы. Проводя в (2) приближенную замену $\exp[-(\rho/\rho_{c1})^{5/3}] \approx \exp[-\rho^2/\rho_{c1}^2]$ и определяя радиус когерентности поля отраженной волны из условия $\gamma(\rho_{ck}) = e^{-1}$, получим

$$\rho_{ck} = \left(\frac{k^2 L_\perp^2}{4X^2} + \frac{1}{\rho_{c1}^2} \right)^{-1/2}. \quad (3)$$

При $C_n^2 = 0$ ($\rho_{c1} = \infty$) масштаб ρ_{ck} при удалении от рассеивающего объема растет пропорционально длине трассы X [7, 8] и при $X \sim kL_\perp$ становится равным L_\perp [7]. Турбулентность на трассе уменьшает величину ρ_{ck} , во-первых, за счет искажения пространственной когерентности, приобретенной полем волны на пути от рассеивающего объема к приемной системе лидара, во-вторых, за счет увеличения поперечного размера объема L_\perp вследствие турбулентного уширения зондирующего пучка. Будем считать, что угол поля зрения приемной системы превышает угловую расходимость излучения передатчика, тогда $L_\perp = \rho_b(X)$, где $\rho_b(X)$ — средний размер зондирующего пучка на расстоянии X от передатчика.

В качестве зондирующего пучка выберем одномодовый сфокусированный лазерный пучок с радиусом излучающей апертуры $a \gg \rho_{c2}$, где

$$\rho_{c2} = (1,45 k^2 \int_0^x C_n^2(\xi) (1 - \xi/X)^{5/3} d\xi)^{-3/5} \xi \quad \text{— отсчитывается от передатчика.}$$

Средний размер такого пучка, согласно [10–12], в режиме насыщения фокусировки равен $\rho_b \approx 2X/k\rho_{c2}$. Подставляя выражение $L_\perp = 2X/k\rho_{c2}$ в формулу (3) и учитывая, что из соотношения $\eta = X - \xi$ следует равенство $\rho_{c1} = \rho_{c2}$, получим

$$\rho_{ck} = \rho_{c2}/2^{1/2}. \quad (4)$$

Отсюда видно, что, измеряя масштаб ρ_{ck} , можно определить усредненное вдоль трассы интегральное значение $\bar{C}_n^2 = \frac{1}{X} \int_0^x C_n^2(\xi) \times (1 - \xi/X)^{5/3} d\xi$, а также высотные зависимости структурной характеристики. Для определения высотных профилей $C_n^2(h)$ необходимо

осуществить перемещение области фокусировки зондирующего пучка по высоте. При этом исходное для определения $C_n^2(h)$ интегральное уравнение будет иметь вид.

$$\bar{C}_n^2(h) = \frac{1}{h} \int_0^h C_n^2(t) (1 - t/h)^{5/3} dt, \quad (5)$$

где h — превышение высоты рассеивающего объема над высотой лидара.

На рис. 1 изображены отношения $\bar{C}_n^2(h)/\bar{C}_n^2(h_0)$, где $\bar{C}_n^2(h_0) = (3/8)C_n^2(h_0)$, h_0 — высота лидара над подстилающей поверхностью, рассчитанные для высотных зависимостей $C_n^2(h) = C_n^2(h_0)(1 + h/h_0)^{-\alpha}$, $\alpha = 0; 2/3; 4/3$, $h_0 = 1,5$ м, соответствующих различным типичным состояниям атмосферы [1]. Из рисунка видно, что предлагаемый метод обладает достаточной чувствительностью для разрешения реальных вариаций профилей $C_n^2(h)$ в атмосфере. Обращение интегрального уравнения (5) может быть осуществлено [13] путем сведения его к системе линейных алгебраических уравнений и решения последней с применением метода регуляризации Тихонова [14]. Примеры восстановленных значений $C_n^2(h)$ при точности исходных данных $\approx 30\%$ также изображены на рис. 1.

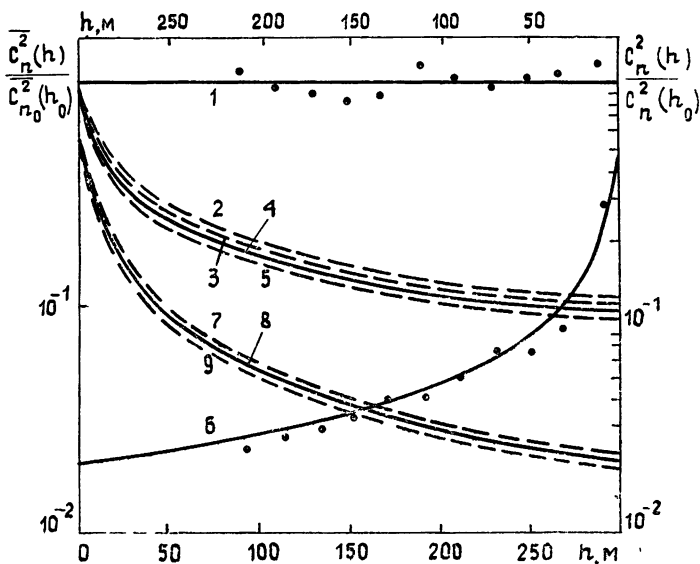


Рис 1. Кривые 1, 6 — исходные высотные профили $C_n^2(h)$:
 1 — $\alpha = 0$, 6 — $\alpha = 2/3$, точки — результаты восстановления
 $C_n^2(h)$ с использованием метода регуляризации;
 кривые 2—5, 7—9 — высотные зависимости интегральных
 значений $\bar{C}_n^2(h)/\bar{C}_n^2(h_0)$, соответствующие заданным высот-
 ным профилям $C_n^2(h)$:
 2—5 — $\alpha = 2/3$; 7—9 — $\alpha = 4/3$; 2, 7 — $\beta = 9/3$; 3 — $\beta = 10/3$,
 4, 8 — $\beta = 11/3$; 5, 9 — $\beta = 13/3$.

Уравнение (5) соответствует колмогоровскому спектру атмосферной турбулентности $\Phi_n(x) = 0,033 C_n^2 x^{-\beta}$, где $\beta = 11/3$. Отклонения параметра β от значения $\beta = 11/3$, наблюдаемые в атмосфере [15], могут вызывать искажение восстанавливаемых значений $C_n^2(h)$. Величина этих искажений оценивалась путем численных расчетов, в кото-

рых значения $C_n^2(h)$ восстанавливались при $\beta = 11/3$ по значениям $\bar{C}_n^2(h)$, рассчитанным при $\beta \neq 11/3$. Расчеты показали, что при $10/3 \leq \beta \leq 11,16/3$, что соответствует данным [15], ошибка восстановления не превышает 10%.

Наиболее простой способ определения масштаба ρ_{ck} заключается [16] в измерении полуширины на полувысоте $y_{0,5}$ кривой распределения средней интенсивности в изображении рассеивающего объема в фокальной плоскости приемной линзы. Общие соотношения для определения параметра C_n^2 из измерений $y_{0,5}$ при приеме произвольного лазерного пучка получены в [17, 18]. Принимая во внимание, что из рассеивающего объема на приемную линзу падает сферическая волна, с учетом соотношения (4) и необходимого в подобных измерениях условия $d \gg \rho_{c2}$, где d — диаметр приемной линзы, из соотношений [17, 18] получим

$$\bar{C}_n^2 = \left\{ 0,387 \left[0,36 \left(\frac{ky_{0,5}}{F} \right)^2 \right]^{5/6} \right\} / k^2 X, \quad (6)$$

где F — фокусное расстояние линзы.

Формулы (4) — (6) получены без учета аэрозольного рассеяния обратной сферической волны на пути к приемнику. Однако выполненные на основе формул [19] оценки величины относительного вклада в принимаемый сигнал однократно рассеянного излучения со стороны показали, что при $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-6}$ м, размере частиц $\rho = 0,05 \div 5$ мкм, угле конуса излучения рассеивающего объема $\theta = \pi/2$, угле зрения приемника $\psi = 10^{-4}$, $X = 5$ км и метеорологической дальности видности $S_m = 20$ км его величина по сравнению с прямым излучением из рассеивающего объема не превышает 0,1%. Таким образом, эффекты аэрозольного рассеяния и рассеяния на турбулентных неоднородностях среды в предлагаемом способе измерения C_n^2 оказываются разделены: аэрозоль выполняет роль диффузно рассеивающего экрана и определяет энергетику локационного сигнала, а турбулентные неоднородности определяют степень нарушения пространственной когерентности поля отраженной оптической волны.

Используя результаты [1, 17], нетрудно показать, что формулы (4) — (6) справедливы не только в случае сфокусированного пучка, но и в случае коллимированного излучения при $X/k\rho_{c2} \gg a \gg \rho_{c2}$, $X/k\rho_{c2}^2 \gg 1$, а также в случае частично-когерентного лазерного источника при $\rho_k \gg \rho_{c2}$, где ρ_k — радиус когерентности поля на передающей апертуре.

В случае импульсного лазера длина рассеивающего объема определяется длиной импульса, а в случае непрерывного излучения — пересечением диаграмм направленности источника и приемника. В последнем случае необходимо применять бистатистическую схему лидара, в которой оси передающей и приемной систем пересечены в плоскости фокусировки зондирующего пучка. При вертикальном разное передатчика и приемника изображение рассеивающего объема, освещаемого непрерывным лазером, будет иметь форму вертикальной светящейся нити, средняя ширина которой определяется значением \bar{C}_n^2 , а длина равна $(F/X)L_x$, где L_x — длина объема рассеяния.

Для оценки энергетики локационного сигнала воспользуемся уравнением лазерной локации [4]. Из полученных оценок следует, что при $d = 70$ см, $L_x = 10$ м и экспериментально определенном в реальной атмосфере значении коэффициента обратного аэрозольного рассеяния [20] $\alpha_{ар}(180^\circ) = 3,5 \cdot 10^{-6}$ м предельная дистанция зондирования в случае He-Ne лазера с мощностью 80 мВт составляет 100 м, а при увеличении мощности источника до нескольких десятков ватт она мо-

жет возрастать до одного километра и более. В случае горизонтальных трасс, как видно из вывода формул (4), (6), подобные измерения могут проводиться с использованием отражения от шероховатых поверхностей. При этом длина трассы зондирования также может быть существенно увеличена.

Таким образом, нами рассмотрен оптический метод определения параметра C_n^2 , позволяющий проводить измерения без размещения источника и приемника в разных концах трассы. Очевидно, что основная идея метода, заключающаяся в использовании аэрозоля в качестве «поворотного зеркала» в оптических измерениях C_n^2 , может оказаться плодотворной и при разработке дистанционных методов определения других параметров турбулентной атмосферы. При этом в качестве регистрируемых характеристик излучения могут выступать как флуктуации интенсивности отраженной волны, так и случайные смещения изображения рассеивающего объема в фокальной плоскости приемной линзы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. /Под ред. В. И. Татарского. — М.: Наука, 1976.
2. Morris G. J.—J. Opt. Soc. Amer., 1973, 63, № 3, p. 263.
3. Бельный М. С., Макаров А. А., Миронов В. Л., Покасов В. В.—Квантовая электроника, 1976, 3, № 9, с. 2051.
4. Зуев В. Е. Лазер-метеоролог. — Л.: Гидрометеоздат, 1974.
5. Бельный М. С., Миронов В. Л. Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. 1978, ч. 3, с. 3.
6. Горелик Г. С.—Радиотехника и электроника, 1956, 1, № 6, с. 695.
7. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II — М.: Наука, 1978.
8. Voronov A. G., Kabanov M. V., Saveliev B. A.—Appl. Opt. 1975, 14, № 11, p. 2731.
9. Berg M. J., Whitman A. M.—Optica Acta, 1972, 19, № 8, p. 701.
10. Кон А. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1970, 13, № 1, с. 61.
11. Бункин Ф. В., Гочелашвили К. С.—Изв. вузов—Радиофизика, 1970, 13, № 7, с. 1039.
12. Каллистратова М. А., Кон А. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1972, 15, № 4, с. 545.
13. Бельный М. С., Миронов В. Л.—Изв. вузов—Радиофизика, 1974, 17, № 7, с. 1050.
14. Тихонов А. И., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач.—М.: Наука, 1974.
15. Kerr J. V.—J. Opt. Soc. Amer., 1972, 62, № 9, p. 1040.
16. Артемьев А. В., Гурвич А. С.—Изв. вузов—Радиофизика, 1971, 14, № 5, с. 734.
17. Бельный М. С., Кон А. И., Миронов В. Л.—Квантовая электроника, 1977, 4, № 3, с. 517.
18. Бельный М. С., Бороноев В. В., Гомбоев Н. Ц., Миронов В. Л.—Изв. вузов—Радиофизика, 1979, 22, № 10, с. 1230.
19. Зуев В. Е., Кабанов М. В., Боровой А. Г.—Изв. вузов—Физика, 1963, № 6, с. 162.
20. Воровдин Ю. М., Заде Г. О., Матвеев Г. Г., Самохвалов И. В.—В сб.: Вопросы лазерного зондирования атмосферы.—Новосибирск: Наука, 1976, с. 45.

Институт оптики атмосферы
Томского филиала СО АН СССР

Поступила в редакцию
18 января 1980 г.

A LASER METHOD FOR DEFINITION OF A TURBULENCE C_n^2 PARAMETER BASED ON THE LIGHT SCATTERING BY AN ATMOSPHERE AEROSOL

M. S. Belen'kii, V. L. Mironov

A luminous location method is suggested for the definition of a turbulence C_n^2 parameter which is based on the light scattering by an atmosphere aerosol and not require that a laser source and a receiver being located at different ends of the path. Potential possibilities of the method are estimated when finding height profiles $C_n^2(h)$ in the real atmosphere.