

Н.А. Вострецов, А.Ф. Жуков, Н.П. Кривопапов

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ СРЕДНЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В ФОКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИЕМНОЙ ЛИНЗЫ В СНЕГОПАДЕ

Проведены измерения распределения средней интенсивности излучения узкого расходящегося лазерного пучка в снегопаде. Качественно подтвержден теоретический вывод о двухмасштабном характере распределения дифракционной картины в фокальной плоскости приемной линзы в осадках.

Распределение средней интенсивности света в фокальной плоскости приемной линзы в турбулентной атмосфере подробно исследовано в научной литературе и успешно используется на практике для измерения структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 и внутреннего масштаба турбулентности l_0 [1]. В [2] теоретически анализируется характер размытия средней дифракционной картины в фокальной плоскости приемной линзы в дожде и установлен двухмасштабный характер ее изменения, что, по мнению авторов, при небольших оптических толщах $\tau < 1$ можно использовать для оценки C_n^2 в дожде, а также интенсивности дождя. Возможности исследования характеристик рассеивающей среды по распределению света в фокальной плоскости приемной линзы при многократном рассеянии продемонстрированы в модельном эксперименте, описанном в [3].

В данной статье мы приводим результаты анализа распределения средней интенсивности света и некоторых других характеристик в снегопаде.

Мы использовали метод, описанный в [1], суть которого состоит в измерении распределения среднего сигнала при перемещении узкой вертикальной щели в фокальной плоскости приемной линзы.

Расходящийся лазерный пучок проходил по трассе длиной $L = 964$ м и попадал на приемную линзу. В качестве расходящегося пучка использовалось излучение непосредственно с основного выхода лазера. В качестве же приемной системы использовался высококачественный коллиматор от оптической скамьи ОСК-3 совместно с высокоточным двухкоординатным столиком, на котором жестко устанавливались щель и фотоприемник. Визуальный контроль за положением щели проводился по показаниям цифрового координатного устройства типа УЦП-1 М. Щель перемещалась в плоскости минимального размера фокусного пятна, который определялся путем дискретного перемещения щели в продольном направлении. Причем для этой цели перед линзой устанавливался экран с двумя круглыми отверстиями.

Щель шириной 10 мкм перемещалась в горизонтальном направлении со скоростью 0,228 мм/мин. Сигнал с фотоэлектронного умножителя (ФЭУ-28), расположенного за щелью, поступал на усилитель У5-10, а затем через RC-цепочку одновременно на самописец EZ-10 и цифровое печатающее устройство, позволяющее регистрировать значения сигнала в диапазоне 60 дБ выше уровня в несколько милливольт. Постоянная времени RC-цепочки была меньше 5 с. Для уменьшения фона использовалась бленда длиной 2 м и диаметром 23 см. Угол расходимости лазерного пучка равен $5 \cdot 10^{-4}$ рад ($\lambda = 0,6328$ мкм). Диаметр пучка в плоскости приема равен 1 м.

С целью уменьшения механических вибраций приемная и передающая системы устанавливались на массивных бетонных основаниях, а бленда не соприкасалась с коллиматором.

По нашим оценкам, точность измерения координаты щели y и значения среднего сигнала на уровне $0,05V_0$ не менее 10%, где V_0 — средний сигнал в центре распределения. Оптическая толща снегопада τ рассчитывалась по показаниям регистратора дальности видимости РДВ-3 так же, как в [4]. Измерения проводились в снегопадах, в которых максимальный размер частиц изменялся от 1 до 5 мм. Размер частиц оценивался визуально после улавливания их на мягкую подложку.

В условиях, когда ветер и интенсивность осадков мало меняются за время записи, распределение интенсивности имеет форму, близкую к симметричной относительно максимального значения. Каждое распределение записывалось за 40–50 с. Всего для анализа было выбрано 52 распределения в трех снегопадах.

На рис. 1 показаны три нормированных распределения $V_n(y) = V(y)/V_0$ как функции координаты щели.

Как видно из этого рисунка, нормированные кривые построены до уровня $0,1V_0$. Хорошо видно, что увеличение оптической толщи вызывает уширение всего профиля. Более того, по мере удаления от центра сигнал вначале круто спадает, а затем медленно убывает. Эта особенность, на наш взгляд, предполагает двухмасштабность распределения. Для качественной проверки этого факта мы построили экспериментальные распределения в координатах, использованных в [2] для некоторых характерных распределений. Результаты показаны на рис. 2. Здесь же приведено рассчитанное распределение

из [2] для тех же параметров линзы при $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$, и $\tau = 2,4$ (дождь) и $L = 1300 \text{ м}$; В этих координатах вполне очевиден двухмасштабный характер изменения распределения. Отметим, что второй масштаб начинает проявляться при смещении щели от центра распределения на два дифракционных размера изображения линзы (т. е. при $P = 2$). Для уточнений физической природы этих масштабов мы провели измерения временного спектра флуктуаций при различных положениях щели. Результаты приведены на рис. 3.

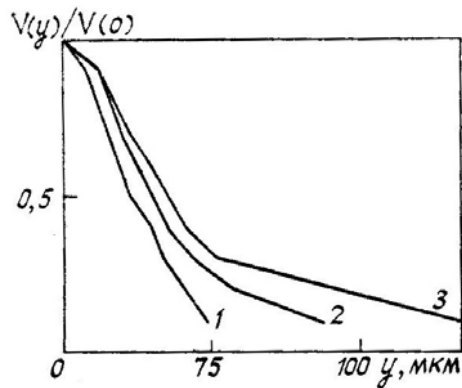


Рис. 1. Распределение средней интенсивности в фокальной плоскости приемной линзы при различных значениях оптической толщи τ : 1 — 0,6; 2 — 3,1; 3 — 3,9

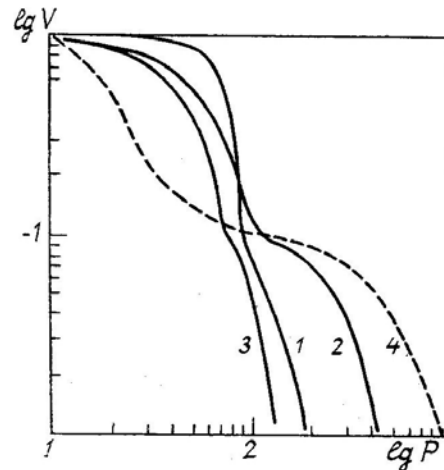


Рис. 2. Зависимость функции $V(p)$ от параметра $P = 2\kappa Ry/F$ при различных τ ($\kappa = 2\pi/\lambda$; R — радиус линзы; F — фокусное расстояние; y — смещение щели). Кривая 1 — 0; 2 — 4,3; 3 — 0,9; 4 — 2,4 расчет [2]

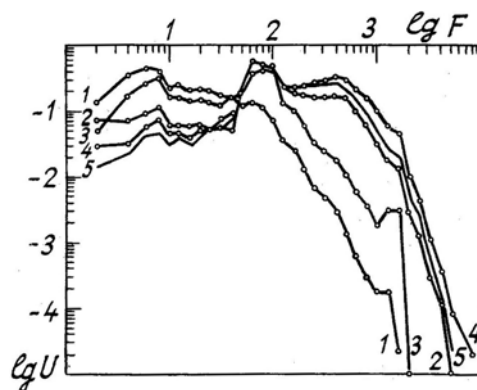


Рис. 3. Спектр флуктуаций интенсивности $U(f) = \frac{fW(f)}{\int W(f)df}$, где $W(f)$ — спектральная плотность на частоте f , при различных смещениях щели от центра дифракционной картины (y в мкм). Кривая 1 — 0; 2 — 60; 3 — 25; 4 — 85; 5 — 110

Спектр расширяется в область высоких частот при смещении щели от центра распределения. Это, по нашему мнению, означает, что второй масштаб в профиле средней интенсивности в большей мере вызывается частицами снегопада, поскольку их присутствие приводит к расширению спектра флуктуаций интенсивности как в прямом пучке [4], так и в рассеянном излучении вне пучка [5]. Важно и то, что низкочастотные (турбулентные) составляющие в спектре уменьшаются при смещении щели.

Анализ изменения первого масштаба y_1 в зависимости от толщи τ мы проводили на уровне $0,5V_0$, а второго масштаба y_2 — на уровне $0,05V_0$. Расчет дает следующие соотношения;

$$y_1 = 184 + 18 \tau;$$

$$y_2 = 300 + 285 \tau. \quad (1)$$

Оба масштаба увеличиваются с ростом τ . Однако относительное изменение второго масштаба в области значений τ , реализованных в эксперименте, больше, чем первого.

Оценим радиус когерентности поля волны, падающей на линзу. Для этого воспользуемся известной связью между радиусом пространственной когерентности поля ρ_k и размером изображения лазерного источника в фокальной плоскости y_1 [2].

$$f_k = \frac{2\sqrt{\ln 2} \cdot F}{ky_1}, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$.

При изменении оптической толщи в диапазоне от 0,5 до 4,3 ($\tau = 0,5 \div 4,3$) следующее для ρ_k (см) хорошо описывает рассчитанные значения:

$$\rho_k = 1,5 \div 0,12 \tau. \quad (3)$$

При максимальном значении $\tau = 4,3$, которое было получено в наших измерениях, выражение (3) дает $\rho_k = 1$ см. Подчеркнем, что поскольку в эксперименте размер частиц снегопада не превышал 5 мм (т.е. $1 \div 5$ мм), то выполнялся случай, когда радиус когерентности поля был больше размера частиц.

Оценим, при каких значениях C_n^2 будет реализовываться такое же значение ρ_k (т.е. $\rho_k = 1$ см) в турбулентной атмосфере без осадков на трассе длиной 964 м. Для этого мы используем формулу расчета ρ_k для сферической волны [6]:

$$\rho_k = (0,55 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}. \quad (4)$$

Расчет по (4) дает, что C_n^2 равно $1,2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$. Это значение C_n^2 примерно на два порядка меньше максимального значения C_n^2 в приземном слое атмосферы. Из этого можно заключить, что уменьшение пространственной когерентности поля узкого расходящегося лазерного пучка даже в сильном снегопаде ($\tau = 4,3$; $L = 964$ м) не больше, чем максимальное действие на когерентность турбулентной атмосферы без осадков. К такому же заключению мы пришли в [4], в которой было проведено сравнение действия турбулентности и осадков на уровень флуктуаций в узком расходящемся лазерном пучке.

Таким образом, эксперимент в снегопаде качественно подтверждает теоретические предсказания о двухмасштабности дифракционной картины в фокусе линзы.

Авторы благодарят Р.Ш. Цвыка за полезные обсуждения результатов данной работы.

1. Артемьев А. В., Гурвич А. С. Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 5. С. 734.
2. Миронов В. Л., Тузова С. И. Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл. Ч. 1). Томск, 1979.
3. Боровой А. Г., Вагин Н. И. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1985. Т. 21. № 1. С. 93–95.
4. Вострецов Н. А., Жуков А. Ф., Кабанов М. В. и др. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. № 7. С. 581–587.
5. Zhukov A. F., Kabanov M. V., Tsvyk R. S. //Appl. Opt. 1988. V. 27. № 3. P. 578–583.
6. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь. 1981. 288 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
12 августа 1991 г.

N. A. Vostretsov, A. F. Zhukov, N. P. Krivopalov. Distribution of Mean Intensity of a Laser Beam Passed Through the Snowfall over the Focal Plane of a Receiving Lens.

Some measurement results on the distribution of mean intensity of a narrow diverging laser beam passed through the snowfall over the receiving lens focal plane are presented. Qualitative proofs of the theoretically derived conclusions on the two-scale character of the diffraction pattern formed by such a beam on the focal plane of a receiving lens when passed through precipitations are given.