

А.Ф. Жуков

О требованиях к методике и аппаратуре для измерения флуктуаций излучения лазерных пучков в снегопадах

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 17.08.2004 г.

Определены требования к методике и аппаратуре для исследования основных флуктуационных характеристик излучения лазерных пучков в снегопадах.

Введение

Временные флуктуации излучения лазерных пучков в снегопадах зависят от характеристик лазерного пучка, приемника и атмосферных условий распространения (АУР) излучения лазерных пучков (см. [1] и библиографию к ней). АУР в снегопадах существенно изменяются во времени. Эти и другие свойства снегопадов должны быть учтены в методике измерений и в параметрах аппаратуры, предназначенной для исследования флуктуационных характеристик излучения лазерных пучков.

1. Некоторые требования к методике и аппаратуре измерений статистических характеристик излучения лазерных пучков

1.1. Измерение дисперсии флуктуаций сигнала

Важно сделать правильный выбор методики измерения. Атмосферные условия распространения излучения в снегопадах характеризуются быстрыми и медленными изменениями. Частотная граница между ними не определена. Природа и свойства флуктуаций проявляются в существенно разных диапазонах частот. Медленные изменения электрического сигнала (на выходе фотоприемника) на нагрузке фотоприемника обусловлены естественными вариациями прозрачности атмосферы на измерительной трассе, которые имеют место при всех замутнениях, и медленными вариациями турбулентных характеристик воздуха под влиянием снегопадов, которые мало исследованы. Вариации прозрачности неоднократно исследовались с помощью оптических регистраторов прозрачности [2]. Для них характерна значительная временная инерция.

В настоящей статье, как и в [1], рассматриваются флуктуации излучения лазерных пучков в диапазоне частот 0,05 Гц–20 кГц, которые вызваны турбу-

лентностью атмосферного воздуха (в дальнейшем для краткости будем говорить «турбулентностью») и движением частиц снегопадов.

Характеристики среды на измерительной трассе изменяются произвольно за большие промежутки времени. Электрический сигнал случаен и нестационарен. Однако за короткие промежутки времени (Δt) АУР существенно не изменяются. Процесс флуктуаций электрического сигнала можно приблизительно считать стационарным и использовать соответствующие алгоритмы. В [1] для дисперсии $\Delta t \approx 20$ с. Случаи быстрого изменения АУР исключались из обработки. Быстрыми считались такие изменения в сигнале, которые происходили в течение любых 20 с и вызывали 10%-е изменения текущего среднего значений сигнала от первоначального значения, установленного в начале любого 20-секундного интервала. По нашим данным, возможны быстрые изменения АУР даже за столь небольшой промежуток времени.

Обратим внимание на следующие четыре обстоятельства:

1. В методике, описанной в [1], быстрые изменения среднего сигнала исключались из анализа, но они свойственны снегопадам, т.е. фактически преднамеренно отбрасывалась часть данных. С учетом этого и нужно воспринимать все результаты.

2. Расчет дисперсии производился по соотношению

$$\sigma^2 = \langle (U - \langle U \rangle)^2 \rangle / \langle U \rangle^2.$$

Здесь U — случайное напряжение на нагрузке фотоприемника; $\langle U \rangle$ — его среднее значение; символ $\langle \rangle$ означает временное осреднение. Значения $\langle (U - \langle U \rangle)^2 \rangle$ и $\langle U \rangle$ измерялись последовательно высокоточным вольтметром. Сигнал перед квадратором усиливался так, чтобы соответствовать динамическому диапазону квадратора. Именно для такого произвольно усиленного сигнала измерялось $\langle U \rangle$, так что по нему мы не могли оценить объемный коэффициент рассеяния (α), но могли рассчитать σ^2 .

3. Рассеяние на частицах снегопада существен-

но ослабляет пучок. Большое α и малая мощность лазерных источников серьезно ограничивают возможности эксперимента на протяженных трассах. Поэтому вполне естественным шагом является повышение мощности лазера, и делать это можно до тех пор, пока его излучение не изменяет оптических свойств окружающей среды в объеме пучка.

4. Нужно принять во внимание, что обычно исследуют максимально возможные флуктуации излучения, т.е. флуктуации интенсивности, что фактически означает малость диаметра приемника D по сравнению с пространственным радиусом корреляции флуктуаций интенсивности ρ_k .

Для монодисперсной среды с дискретными сферическими частицами радиусом a_r , из [3] следует, что $\rho_k \approx a_r$ в условиях, когда оптическая толщина τ меньше единицы, а с ростом τ значение ρ_k уменьшается, так что $\rho_k = P_0 a_r / \tau$. Коэффициент пропорциональности P_0 пока не известен. Полагаем, что ρ_k имеет такую же тенденцию и в снегопадах. Тогда для соблюдения одинаковых условий приема с ростом τ нужно уменьшать диаметр приемника D так, чтобы $D \ll P_0 a_r / \tau$. При низкой мощности источника это может стать препятствием в получении достоверной информации о флуктуациях в интенсивных снегопадах на протяженных трассах, так как рост τ и уменьшение D приведут к уменьшению отношения сигнал-шум на выходе приемного тракта.

Максимальное значение дисперсии, по нашим данным [1], для узкого расходящегося пучка измерено в сплошных хлопьях, когда максимальный размер частиц снегопада (D_m) был равен примерно 7 мм. Оно не превышало двух, что меньше максимально возможной дисперсии в турбулентной атмосфере без осадков. По данным [4], максимальная дисперсия σ^2 примерно равна 10. Это значение σ^2 примем за максимальное при сравнении.

Минимальное значение для σ^2 примем 0,01. Его, по нашим данным [1], вполне достаточно для установления характерных особенностей во флуктуациях на трассах больше 0,1 км. В исследованиях зависимости дисперсии от характеристик пучка и среды необходимо следить за режимом флуктуаций [5] (рост, насыщение или затухание), ибо зависимости могут изменяться в разных режимах.

1.2. Измерение спектральной функции

Спектральная функция $U(f)$ в экспериментах оценивалась в диапазоне от 2 Гц до 20 кГц [1]. Здесь

$$U(f) = fW(f) / \int W(f)df,$$

где $W(f)$ — спектральная плотность на частоте f . По нашим данным, верхней границы $f = 20$ кГц достаточно для оценки $U(f)$, а нижней $f = 2$ Гц не достаточно и нужно измерять $U(f)$ также и при $f < 2$ Гц. Из результатов измерений для установления характерных особенностей в $U(f)$ необходимо

проводить измерения в диапазоне частот от 0,05 Гц до 20 кГц с амплитудным разрешением 10%.

1.3. Измерение автокорреляционной функции

Автокорреляционная функция (АКФ) однозначно связана со спектром. Спектр с двумя хорошо выраженными максимумами должна соответствовать АКФ с двумя характерными наклонами (масштабами). В эксперименте двухмасштабность АКФ не установлена [6]. Это, по-видимому, вызвано тем, что подбор временного сдвига сигнала в корреляторе проводился для всего широкополосного сигнала с преимущественной ориентацией на его высокочастотную часть.

Правильнее будет выделение в спектре сигнала низкочастотных и высокочастотных составляющих и раздельное нахождение АКФ для двух участков спектра вместе с АКФ для всего сигнала. Границу между составляющими можно взять в области от 20 до 100 Гц (точнее, на частоте минимума $U(f)$ между максимумами).

1.4. Измерение распределения вероятностей

Особенности имеют место и при измерениях распределения вероятностей флуктуаций. Главная задача состоит в том, чтобы найти аналитическую зависимость, которая описывала бы эмпирические распределения. Для этого используются различные критерии, например χ^2 [7], но при этом нужно анализировать независимые (именно независимые) выборочные значения электрического сигнала. Решение о наличии таковых можно обоснованно принять только после анализа АКФ. Автокорреляционная функция, как показано в [6], может существенно варьировать и зависит от скорости ветра, диаметра приемника и максимального размера частиц снегопада. Мы полагаем, что АКФ также зависит и от объемного коэффициента рассеяния (α).

Другой важный аспект состоит в том, что электрический сигнал может уменьшаться до нуля («кажущийся нуль»). Отметим, что стандартные анализаторы импульсов срабатывают при сигнале в несколько милливольт. Так что лучше всего к сигналу добавить небольшую постоянную добавку и учитывать ее при анализе измеренных флуктуаций.

2. Особенности сравнения экспериментальных и теоретических результатов

Очень важно при сравнении результатов ответить на вопрос: аддитивно или как-то иначе турбулентность и частицы снегопадов влияют на флуктуации принимаемого излучения? По сути, этот вопрос уже давно поставлен на обсуждение, но до сих пор на него нет единого ответа.

В некоторых известных нам публикациях [8–11] принимается аддитивность, т.е.

$$\sigma^2 = \sigma_T^2 + \sigma_c^2, \quad (1)$$

где σ_T^2 и σ_c^2 – турбулентный и снеговой вклады в σ^2 соответственно.

Имеется и противоположное мнение, т.е. считаются вклады неаддитивными в форме [12, 13]:

$$\sigma^2 = \sigma_T^2 + \sigma_c^2 + \sigma_T^2 \sigma_c^2, \quad (2)$$

или в форме [14]:

$$\sigma^2 = \sigma_T^2 + \sigma_c^2 - 2\sigma_T^2 \sigma_c^2. \quad (3)$$

Я отдаю предпочтение формуле (2) скорее интуитивно, так как не встретил в научной литературе обсуждения причины несоответствия между результатами работ [14] и [12, 13]. Имеются и такие публикации по обсуждаемой теме, где сформулированный выше вопрос вообще не обсуждается [15–17].

Выражения (1) и (2) отличаются третьим членом $\sigma_T^2 \sigma_c^2$. В сущности, в величине этого члена и заключается ответ на поставленный вопрос. Если он мал по сравнению с суммой из двух первых слагаемых правой части, то (2) переходит в (1) и ответ ясен.

Важно при сравнении результатов экспериментов и теоретических результатов иметь в виду следующие обстоятельства.

1. В (1) и (2) необходимо знать σ_T^2 . Считается, что для этого можно использовать любой из известных турбулентных методов расчета. Однако C_n^2 и l_0 , влияющие на σ_T^2 , не определены с малой погрешностью в снегопадах. Так что задача, по существу, до конца не решена. Здесь C_n^2 – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления атмосферного воздуха, l_0 – внутренний масштаб турбулентности.

2. Обычно, например в [8–12], в теоретических расчетах решение ищется в приближении ближней и дальней зоны. Это значит, что во всей трассе выделяются только два участка, где выполняются соответствующие приближения. Роль во флуктуациях других участков трассы не определена, но их значимость очевидна хотя бы потому, что они влияют на среднее значение электрического сигнала, которое используется для расчета σ^2 .

3. Все расчеты сделаны в приближении сферических и изотропных частиц, что явно не соответствует снегопадам.

4. Частицы снегопадов слабо поглощают оптическое (видимое излучение), а их показатель преломления равен 1,33 (лед). Отсюда ясно, что частицы снегопадов – это не «черные» экраны [13] и не «мягкие» частицы [9]. Так что можно надеяться только на возможное качественное соответствие между результатами измерения флуктуационных характеристик и уже проведенными соответствующими расчетами.

5. Турбулентность вызывает весьма малые изменения показателя преломления атмосферного

воздуха, окружающего частицу снегопада. Поэтому относительный показатель преломления частицы (относительно среды) ничтожно мало изменяется. В связи с этим рассеяние на частицах можно рассматривать как рассеяние в нетурбулизированной среде. С другой стороны, турбулентный (случайный) набег фазы на областях, занятых частицами, мал по сравнению с таковым набегом фазы на неоднородностях воздуха между частицами. Отсюда ясно, что турбулентность и частицы не препятствуют друг другу воздействовать на лазерный пучок. Однако между ними имеется связь. Она проявляется в том, что каждая частица облучается излучением, прошедшим турбулентную среду. Оно имеет случайную составляющую. Свойства падающего на частицу излучения сказываются в рассеянном излучении, например синусоидальная модуляция источника обнаруживается в рассеянном излучении под любым углом. Таким образом, всегда имеет место неаддитивность вкладов.

В случае, когда спектр $U(f)$ имеет глубокий минимум между максимумами [1], значения σ_T^2 и σ_c^2 могут быть определены из спектральной функции $U(f)$. Однако этот метод оценивания σ_T^2 и σ_c^2 дает большую погрешность. В общем же нахождение более точных оценок σ_T^2 и σ_c^2 и установление связи между ними являются непростыми задачами. Решения противоречивы. Например, в [12] автор полагает, что обычная концентрация частиц осадков (дождя) мала и можно считать аддитивными вклады σ_T^2 и σ_c^2 в σ^2 . Противоположную позицию при оценке σ_T^2 и σ_c^2 в дожде занимают авторы [13]. Определенно ясно, что желательны специально организованные измерения, результаты которых дали бы аргументированный ответ на поставленный выше вопрос. В таких измерениях, по-видимому, необходимо учесть различия в аэродинамических и оптических свойствах частиц осадков и турбулентных неоднородностей показателя преломления атмосферного воздуха.

Для установления зависимости любой флуктуационной характеристики электрического сигнала от характеристик пучка и приемника необходимо сравнивать результаты, полученные в одинаковых или хотя бы близких атмосферных условиях. Последнее не сделано в работе [18]. В ней исследуется зависимость снегового вклада σ_c^2 от волнового параметра Ω при оптической толще $\tau = 0,4 \pm 0,6$ и максимальным размере частиц $D_m \leq 5$ мм. Подчеркнем, что σ_c^2 оценивалась в различных снегопадах и при существенно различающихся по длине трассах L (от 130 до 1310 м). Напомним, что $\Omega = k\alpha_0^2/L$, $k = 2\pi/\lambda$, α_0 – эффективный радиус гауссова пучка; $\tau = \alpha L$. Хотя в [18] оптические толщи близки и для разных L , но в связи с тем, что L разные, то фактически сравниваются результаты, полученные при разных α или при различных АУР. В этом прежде всего ущербность работы [18].

Тем не менее в [18] установлена линейная зависимость для коллимированных пучков между σ_c^2 и Ω , что следует из теоретических расчетов, приведенных в [12, 19].

Важно и другое обстоятельство. В [18] использованы измерения на трассах с отражением 390 (3×130) м и 650 (5×130) м. Отражение коллимированных пучков проводилось от плоских зеркальных дисков. Радиусы дисков были больше радиусов пучков. На трассе 390 м диаметр дисков (зеркал) был равен 70 см. На трассе 650 м первые два диска имели диаметр 40 см, а два последних — 70 см. Отражение пучков использовалось с целью усреднения влияния пространственной неоднородности снегопадов и увеличения длины трассы. На трассах с отражением (у нас кратные 130 м) рассеянное излучение под углами больше углового размера зеркального диска ($2R_3/L_3$) не участвует в формировании флуктуаций принимаемого излучения. Здесь R_3 — радиус диска, L_3 — расстояние от источника излучения до диска. Иными словами, отражающие диски ограничивают сверху индикатрису рассеяния до углов R_3/L_3 . В этом, по существу, некорректность (ущербность) таких измерений.

Однако измеренные σ_c^2 на трассах с отражением хорошо согласуются с результатами без отражения на трассах длиной 130 и 964 м [5, 20], что косвенно означает возможность использования в снегопадах «урезанной» индикатрисы рассеяния [21–23], но все-таки лучше и надежнее избегать измерений с отражением.

С учетом вышеизложенного в [18] логично сравнивать только результаты, полученные без отражения на трассе одной и той же длины ($L = 130$ м), но при разных Ω . К таким данным, опубликованным в [18], в настоящей статье мы добавили результаты измерений с $\Omega = 12$ на той же трассе 130 м (измерения выполнены позже). Количество данных явно уменьшается, но качество их, естественно, повышается. В целом же тенденция в поведении зависимости $\sigma_c^2 = \sigma_c^2(\Omega)$ сохраняется: σ_c^2 уменьшается с уменьшением Ω . Подчеркнем, что σ_c^2 в этом случае свободна от вышеотмеченных недостатков.

В публикациях [20, 24] и [6] мною допущены непреднамеренные ошибки. Так, в таблице, приведенной в [24], на пересечении 15-й строки и 5-го столбца должно быть 1, 07 вместо 0,474, а в [20] на с. 1062 вместо $\sigma = 0,52\sqrt{\tau}$ следует читать $\sigma = 0,72\sqrt{\tau}$. Что касается работы [6], то на рис. 1 по горизонтальной оси вместо t , мс, нужно $0,3t$, мс.

Ошибки серьезно не изменяют выводы, сделанные в [6, 20, 24].

Выводы

Из вышеизложенного следует, что во время измерений необходимо определять атмосферные условия распространения излучения лазерных пучков. Для них характерны три важные черты:

1. Они не имеют сколько-нибудь выраженного суточного хода и тем самым отличаются от турбулентных АУР.

2. АУР в снегопадах быстро и произвольно изменяются во времени даже в одном и том же снегопаде. В этом, пожалуй, и состоит одно из главных затруднений в интерпретации измерений.

3. Как уже отмечалось в [1], варьируют во времени не только свойства осадков, но и турбулентные АУР под действием снегопадов.

Перечисленные выше особенности следует учесть в методике измерений.

Требования к характеристикам обрабатывающей аппаратуры для исследования флуктуаций электрического сигнала (напряжения) на нагрузке приемника излучения лазерных пучков в снегопадах весьма близки к тем, что необходимы для исследования влияния турбулентности без осадков. Возможности современных компьютеров вполне удовлетворяют этим требованиям.

Методика измерений в снегопадах усложняется по сравнению с турбулентной атмосферой без осадков в связи с необходимостью:

а) компенсировать ослабление пучка снегопадом. Это можно сделать, увеличивая мощность пучка и чувствительность фотоприемника;

б) быстрее, чем в безоблачной атмосфере, измерять атмосферные условия распространения. Они включают измерения характеристик снегопада и турбулентности в снегопадах.

Благодарю Р.Ш. Цыпка за многолетнее творческое сотрудничество и помощь в работе, А.Г. Борового, М.В. Кабанова и И.П. Лукина за полезные беседы по теме, Н.А. Вострецова за участие в измерениях и обработку результатов измерений.

1. Жуков А.Ф., Вострецов Н.А. О флуктуациях излучения лазерного пучка в приземной атмосфере при снегопадах // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 12. С. 1089–1098.
2. Баранов А.М. Видимость в атмосфере и безопасность полетов. Л.: Гидрометеониздат, 1991. 226 с.
3. Боровой А.Г. Распространение света в осадках // Изв. вузов. Радиофиз. 1982. Т. 25. № 4. С. 391–400.
4. Consortini A., Cochetti K., Churnside S.H., Hill R.J. Inner scale effect on irradiance variance measured for weak-to-strong atmospheric scintillation // J. Opt. Soc. Amer. A. 1993. V. 10. N 11. P. 2354–2362.
5. Жуков А.Ф. Об уровне флуктуаций интенсивности узкого расходящегося лазерного пучка в снегопаде // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 1. С. 33–36.
6. Жуков А.Ф., Вострецов Н.А. Влияние диаметра приемника на флуктуации светового потока при распространении узкого расходящегося пучка в снегопаде. 2. Автокорреляционная функция // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 11. С. 1037–1043.
7. Хан Г., Шапиро С. Статистические модели в инженерных задачах. М.: Мир, 1996. 393 с.
8. Ting-I Wang, Clifford S.F. Use of rainfall-induced optical scintillations to measure averaged rain parameters // J. Opt. Soc. Amer. 1975. V. 65. N 8. P. 927–937.
9. Лукин И.П. Флуктуации световой волны в рассеивающей среде // Квант. электрон. 1979. Т. 6. № 8. С. 1756–1760.

10. Крутиков В.А. О расчете статистических характеристик оптического излучения в среде с крупномасштабными дискретными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 1980. Т. 23. № 12. С. 1434–1446.
11. Миронов В.Л., Тузова С.И. Флуктуации интенсивности лазерного излучения в среде с крупными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 1980. Т. 23. № 12. С. 1453–1463.
12. Крутиков В.А. Флуктуации интенсивности гауссова оптического пучка в среде с крупномасштабными дискретными неоднородностями // Проблемы оптики атмосферы. Новосибирск: Наука, 1983. С. 141–150.
13. Voronoi A.G., Patrichev G.Ya., Petrov A.I. Laser beam propagation through the turbulence atmosphere with precipitation // Appl. Opt. 1988. V. 27. N 17. P. 3704–3714.
14. Рогачевский А.Г. О флуктуациях интенсивности излучения, распространяющегося в случайно-неоднородной среде // Изв. вузов. Радиофиз. 1980. Т. 23. № 12. С. 1447–1452.
15. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Теория и приложения // ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 7. С. 46–82.
16. Elliot R.A. Weak refractive scattering a model system // J. Opt. Soc. Amer. 1978. V. 69. N 7. P. 1035–1037.
17. Тимофеев В.А. Помехоустойчивость цифровых систем связи миллиметрового диапазона волн в условиях дождя // Радиотехника (Москва). 2002. № 6. С. 26–30.
18. Жуков А.Ф., Кабанов М.В., Цвык Р.Ш. Дисперсия флуктуаций интенсивности в лазерных пучках при снегопаде // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1985. Т. 21. № 2. С. 147–153.
19. Лукин И.П. Флуктуации световой волны в рассеивающей среде. II. Случай «оптически мягких» крупномасштабных дискретных неоднородностей // Изв. вузов. Физ. Томск, 1979. Деп. в ВИНТИИ 21 февраля 1979. № 753-79. 53 с.
20. Жуков А.Ф., Вострецов Н.А. Влияние диаметра приемника на флуктуации светового потока при распространении узкого расходящегося пучка в снегопаде. I. Уровень флуктуаций // Оптика атмосфер. и океана. 1996. Т. 9. № 8. С. 1058–1068.
21. Stow C.D., Bradley S.G., Paulson K., Couper L. The simultaneous measurement of rainfall intensity, drop-size distribution and the scattering of visible light // J. Appl. Meteorol. 1991. V. 30. N 10. P. 1422–1435.
22. Ross W.S., Jaeger W.P., Nakai J., Ngueyen T.T., Shapiro J.H. Atmosphere optical propagation an integrated approach // Opt. Eng. 1992. V. 21. N 4. P. 775–785.
23. Lukin I.P. The temporary spectra of intensity fluctuations of optical radiation in snow fall // Proc. SPIE. 2003. V. 5026. P. 163–176.
24. Жуков А.Ф., Цвык Р.Ш., Вострецов Н.А. О влиянии радиуса кривизны фазового фронта на флуктуации интенсивности лазерного пучка в снегопаде // Оптика атмосфер. 1988. Т. 1. № 4. С. 31–35.

A.F. Zhukov. On requirements to technique and instrumentation for measurement of laser beam radiation fluctuations in snowfalls.

The paper determines the requirements to instrumentation and technique for investigations of the main fluctuation characteristics of laser beam radiation in snowfalls.