

Б.Д. Борисов

О статистиках фонов рассеяния в пороговых изображениях*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 17.04.2007 г.

Рассматривается структура фонов рассеяния при формировании оптических изображений малопрозрачного объекта через слой дымов различной оптической плотности.

Наиболее полную информацию об объекте, передаваемую с помощью оптического сигнала, можно получить, учитывая пространственно-временные распределения фотонов [1]. Для оптимизации построения соответствующих структурных схем регистрации изображений слабоотражающих и слабоизлучающих объектов, а также для оптимизации работы систем приема оптической информации в сложных оптико-метеорологических условиях при помощи многоканальных регистраторов с предельными по чувствительности характеристиками, в задачах синтеза пороговых изображений необходимы исследования пространственно-временных статистик сигнала и фона в плоскости формирования картинки. Знание пространственно-временных статистик фотоотчетов поля рассеянного излучения несет также дополнительную информацию о свойствах среды, через которую распространяется излучение [2].

В данной статье описан эксперимент по оценке некоторых характеристик фонов, возникающих в процессе синтеза изображений малоразмерного нестационарно излучающего диффузного объекта предельно малой яркости, при прохождении излучения через рассеивающую среду различной оптической плотности.

Эксперименты проводились в Большой аэрозольной камере ИОА СО РАН объемом 1780 м³. Слабопоглощающая рассеивающая среда создавалась термическим разложением древесины без прямого доступа кислорода (дымообразование методом пиролиза). Характеристики таких сред достаточно хорошо освещены в работе [3].

Упрощенная схема эксперимента приведена на рис. 1.

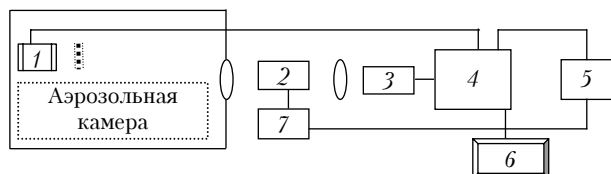


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – полупроводниковый лазер с молочной пластиной; 2 – ЭОП с приемным объективом; 3 – телевизионная камера с оптикой переноса изображения; 4 – блок радиоканала телевизионной системы; 5 – блок регулируемой задержки; 6 – монитор; 7 – генератор стробирующего импульса

Экспериментальная установка состояла из двух измерительных трактов. Первый тракт сопутствующих измерений оптической плотности представлял собой фотометр, собранный по традиционной базисной схеме с отражением и включавший в себя гелий-неоновый лазер (длина волны 0,63 мкм) и два регистрирующих канала для измерения опорного и информационного сигналов. Второй измерительный тракт состоял из приемного объектива и электронно-оптического преобразователя (ЭОП) с импульсным питанием микроканальной пластины, которая выполняла роль быстродействующего затвора. Благодаря высокому коэффициенту усиления светового потока, создаваемому таким методом, удавалось фиксировать отдельные фотоны. Сцинтилляции с экрана ЭОП регистрировались посредством высокочувствительной телевизионной передающей трубки [4]. Телевизионный сигнал далее поступал непосредственно на вход видеопреобразователя персонального компьютера или на промежуточный магнитный носитель.

В экспериментах источником излучения служил полупроводниковый лазер с полосой излучения 0,89–0,93 мкм и длительностью на уровне полуширины импульса 150 нс. Посредством стеклянной молочной пластины, ограниченной диафрагмой 10 мм в диаметре и установленной перед лазером, его излучение преобразовывалось в диффузный световой поток с диаграммой направленности более 100°.

Измерительный тракт работал следующим образом. Кадровый синхроимпульс блока радиоканала телевизионной системы 4 одновременно с запуском лазера запускал через регулирующую задержку 5 генератор стробирующего импульса 7, формирующего импульсное напряжение на микроканальной пластине ЭОП амплитудой 900 В и длительностью 150 нс. С помощью временной задержки стробирующий импульс устанавливался относительно лазерного импульса на любом временном участке с оцениваемой точностью 20 нс.

В целом конфигурация установки с некоторыми допущениями позволяла имитировать действие активной системы наблюдения с отсежкой помехи обратного рассеяния или моделировать перенос

импульсного пространственного сигнала в оптических информационных системах через рассеивающие среды.

Для удерживания приемной системы в режиме счета фотонов использовались нейтральные фильтры либо адаптация в счетный режим проводилась временным смещением стробирующего импульса относительно приходящего импульса источника.

В данных экспериментах запись одной реализации в измерительном тракте при установленном способе регистрации (например, установленном нейтральном фильтре и полном временном совпадении импульсов лазера и стробирующего импульса) занимала более получаса. За это время оптическая толщина среды, которая непрерывно контролировалась, уменьшалась относительно начальной на 6–8%.

При вводе в компьютер использовалась выборка длиной $T \approx 16$ мин с отсчетами через $\approx 2,4$ с, т.е. в одной реализации содержалось 400 пространственно-временных отсчетов (кадров). Математическая обработка полученных в реализациях материалов заключалась в вычислении пространственно-временного распределения фотоотсчетов в системе наблюдения. С этой целью, после накопления фотоотсчетов и их покадрового суммирования, определялись координаты и размер зондирующей площадки в плоскости изображения источника. Каждый зафиксированный на зондирующей площадке фотоотсчет программно анализировался на отсутствие пересечений с другими фотоотсчетами и в этом случае засчитывался за одно значение, не различая «слипания» фотоотсчетов.

Функция распределения $P(n, T)$ находилась как эмпирическая частота появления n_i фотоотсчетов в телевизионном кадре (T — время накопления).

В отображающей плоскости использовавшейся системы наблюдения изображение источника занимало площадку около 30×30 пикселей (угловые размеры наблюдаемого объекта составляли $\approx 1,3$ мрад). При обработке экспериментального материала размер зондирующей площадки принимался равным 80×80 пикселей ($\approx 3 \times 3$ мрад в поле зрения приемной системы). Полное поле зрения, в котором регистрировались и накапливались фотоотсчеты рассеянного вперед и прямопрошедшего излучения, составляло $\approx 15 \times 14$ мрад (413×382 пикселя).

Анализ функций распределения фотоотсчетов (ФРФ) проводился для трех пространственных положений зондирующей площадки в поле зрения приемной системы при различных плотностях дымового аэрозоля на трассе наблюдения. В первой зоне обработки центр зондирующей площадки совпадал с центром изображения, для второй зоны смещался в сторону фона на 80 пикселей и в третьем положении зонда центр смещался на 200 пикселей относительно центра изображения источника. В угловой мере это охватывало область $\approx 8,6$ мрад (около $0,5^\circ$ половинного угла). Таким образом, изучались процессы, происходящие в малых углах рассеяния. С помощью варьирования временной задержкой находились ФРФ за более короткое время регистрации (отбора) T_0 , чем временной интервал,

определяемый длительностью стробирующего импульса.

При расположении зондирующей площадки в области формирования изображения объекта (сигнала), в данном случае светящейся молочной пластины, ограниченной диафрагмой, в сферу обработки попадали фотоотсчеты, вызванные рассеянным излучением окрестности изображения. В итоге ФРФ представляла собой распределение, образованное в результате смешения сигнала и шума рассеяния. Вид распределения, смешанного с шумом сигнала для одинаковых средних значений фотоотсчетов и двух разнесенных оптических толщ τ , приведен на рис. 2, а.

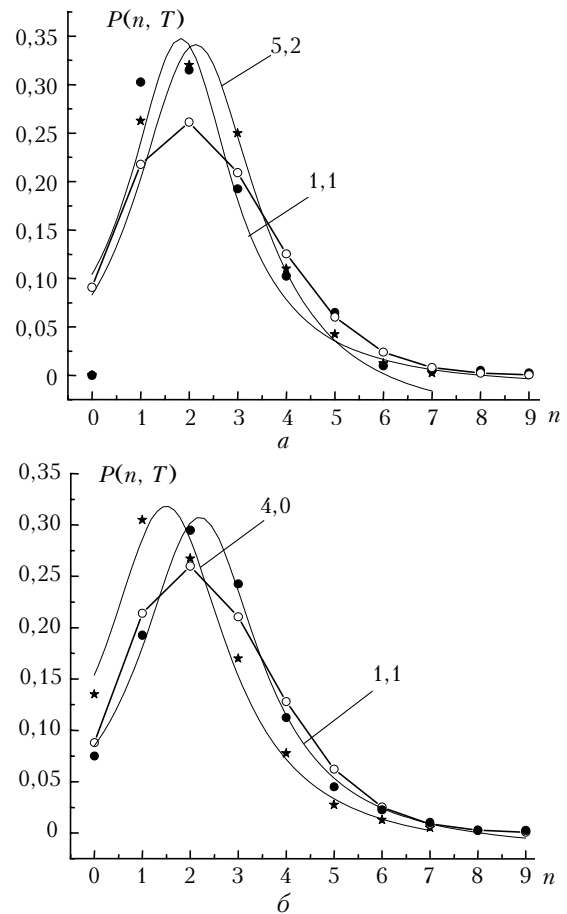


Рис. 2. Функции распределения фотоотсчетов в плоскости изображения приемной системы: а — распределения в зоне изображения источника (1-я зона) для двух оптических толщ τ (цифры у кривых — значения τ), экспериментальные средние значения фотоотсчетов $\langle n \rangle = 2,4$, светлые кружочки — расчет по формуле распределения Пуассона для $\langle n \rangle = 2,4$; б — распределения в области фона (2-я зона), обозначения те же, $\langle n \rangle = 2,0-2,4$, расчет для $\langle n \rangle = 2,4$

Формы кривых распределений, на первый взгляд, имели сходство со статистической моделью Пуассона, но анализ экспериментального материала, проведенного по критерию согласия χ^2 , показал, что все совокупности ФРФ для всех измеренных толщ дымового аэрозоля ($\tau = 0,25 \div 5,62$) не согла-

суются с этой моделью. Не подчиняется этому закону распределения и поле излучения источника, зарегистрированное в отсутствие дыма в камере.

Вид ФРФ в области фона, прилегающей к участку, занятому изображением источника, показан на рис. 2, б. Зависимости приведены также для двух разнесенных оптических толщ с близкими средними значениями фотоотсчетов.

Как известно, яркость рассеянного вперед излучения в дымах для узких стационарных световых пучков вблизи оси немонотонно изменяется с ростом τ и хорошо описывается формулами однократного рассеяния вплоть до оптических толщ $\tau \approx 16$ [5]. Можно полагать, что в образовании фоновой составляющей рассеянного вперед излучения в дымовом аэрозоле для данных условий эксперимента преимущественную роль играет однократное рассеяние. В качестве примера на рис. 3 приведена зависимость интенсивности фона рассеянного вперед излучения для второй условной зоны в поле зрения приемной системы от оптической толщи среды.

Интенсивности рассеянного излучения найдены путем учета коэффициентов ослабления фильтров в измеренных средних значениях фотоотсчетов. Из рис. 3 видна немонотонность хода интенсивности фона с увеличивающейся оптической толщиной с максимумом в области $\tau \approx 1$.

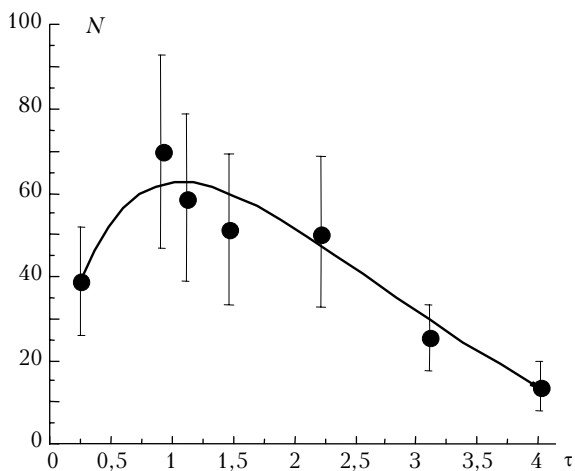


Рис. 3. Зависимость интенсивности N фона рассеянного вперед излучения от оптической толщи среды (2-я зона)

Эволюцию формы ФРФ в зависимости от положения зондирующей площадки в плоскости изображения приемной системы для фиксированного τ можно проследить по рис. 4, из которого следует, что по мере перемещения зондирующей площадки от места изображения объекта в сторону фона характер распределений последнего меняется.

Возможными причинами изменения вида кривых распределений являются взаимозависимости между временем когерентности источника $\tau_c \approx 1/\Delta\nu$, где $\Delta\nu$ — ширина полосы излучения, временем регистрации T_0 и временными растяжками оптического импульса, вызванными рассеивающей средой.

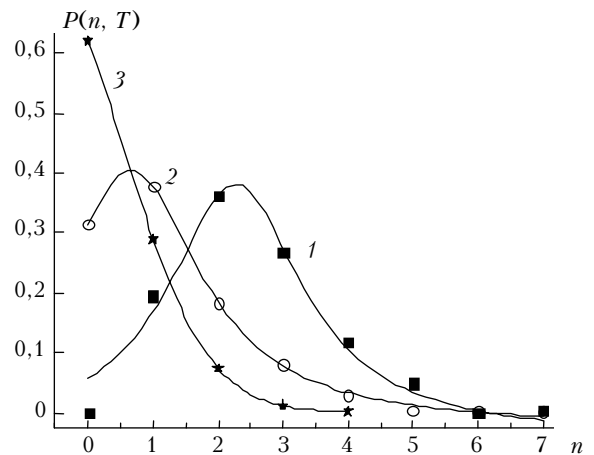


Рис. 4. Пример эволюции функций распределения фотоотсчетов в плоскости изображения приемной системы, цифры у кривых — номера зон измерений, $\tau \approx 3,1$, средние значения фотоотсчетов: 1 — $\langle n \rangle = 2,56$, 2 — 1,17, 3 — 0,2

Известно, что ФРФ могут быть описаны конкретными статистическими моделями в двух предельных случаях, связанных с временем когерентности процесса и временем регистрации. Распределение фотонов для постоянной интенсивности или для хаотического источника, когда выполняется условие $T_0 \gg \tau_c$, описывается статистической моделью Пуассона. В другом пределе $T_0 \ll \tau_c$ распределение фотоотсчетов хаотического источника становится более простым и носит название распределение Бозе—Эйнштейна [2].

Распределения в области изображения и фона в прилегающих друг к другу зонах близки по форме, но модели распределений не определены. В третьей зоне графический анализ и оценки по критерию согласия χ^2 показали, что ФРФ хорошо описываются статистической моделью Бозе—Эйнштейна во всем измеренном диапазоне оптических толщ. Пример распределения приведен на рис. 5, а.

Такой вид распределений на периферии обрабатываемого участка поля зрения можно объяснить совокупностью факторов, которые приводят к соотношению $T_0 \ll \tau_c$. Поскольку система начинала работать как многоканальный счетчик фотонов при максимальной амплитуде, вырабатываемой генератором стробирующих импульсов, то реальное время регистрации фотонов определялось не общей длительностью импульсов, а длительностью их вершинной части и составляло примерно 40 нс. Время когерентности источника, рассчитанное согласно паспортной ширине полосы его излучения, равнялось приблизительно 70 нс. А так как итоговое время когерентности определяется полем рассеянного света, время когерентности которого на порядки больше времени когерентности источника [2], применяемого в эксперименте, то условие $T_0 \ll \tau_c$ выполняется. Одной из причин является и то обстоятельство, что по мере удаления от области изображения источника в формировании фона играют роль все более высокие порядки рассеяния [5]. Увеличение кратности рассеяния может

привести к задержке прихода фотонов в зону регистрации и соответствующему уменьшению T_0 [6].

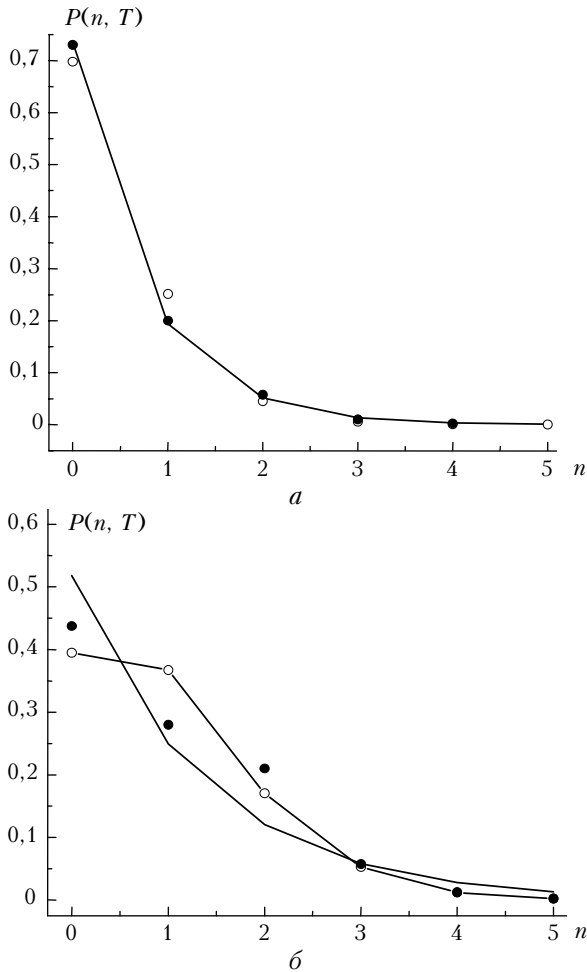


Рис. 5. Примеры функций распределения фотоотсчетов в плоскости изображения приемной системы: *a* — распределение в области фона (3-я зона), точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет по формуле распределения Бозе—Эйнштейна, кружочки — расчет по формуле распределения Пуассона, $\tau \approx 4,0$, среднее значение фотоотсчетов $\langle n \rangle = 0,36$; *б* — распределение в области фона, полученное путем временного смещения стробирующего импульса относительно импульса источника (2-я зона), обозначения те же, $\tau \approx 4,6$, $\langle n \rangle = 0,93$

Что касается второй зоны, то возможной причиной невыполнения неравенства $T_0 \ll \tau_c$ является определяющее влияние однократного рассеяния в фоновой составляющей. Поскольку ФРФ источника не соответствует модели Пуассона, то можно предположить, что его излучение является хаотическим и рассеянное излучение в прилегающих к изображению областях будет в сильной мере зависеть от

свойств излучения источника со сходными временными характеристиками. В этом случае время когерентности поля рассеянного света будет близко к времени когерентности источника. Тогда ни одно из пороговых неравенств не выполняется и аппроксимация ФРФ находится для каждого конкретного случая.

Варьирование временным положением стробирующего импульса по отношению к импульсу источника позволяло создавать условия, близкие к $T_0 \ll \tau_c$, для фонов второй условной зоны, прилегающей непосредственно к области изображения. Это, например, можно было осуществить, захватывая передним фронтом стробирующего импульса задний фронт импульса источника. В этом случае регистрируются запоздавшие фотоны и T_0 может стать значительно меньше времени когерентности рассеянного света. Пример распределения, полученного путем смещения стробирующего импульса, приведен на рис. 5, б.

Анализ проведенных измерений позволяет отметить следующие основные моменты. Параметры распределений слабо зависят от изменения оптической толщи древесного дымового аэрозоля. Функции распределений фотоотсчетов фонов меняют свои параметры и статистическую модель с пространственным изменением участка регистрации в плоскости изображения. Для данных условий эксперимента пространственно-временная ФРФ фона на периферии исследованной части поля зрения системы тяготеет к статистике Бозе—Эйнштейна. Это создает предпосылки фильтрации рассеянного фона в реальном масштабе времени при синтезе пороговых изображений.

Автор благодарит Ю.В. Гриднева за оказанную помощь в обработке экспериментального материала.

1. Роуз А. Зрение человека и электронное зрение. М.: Мир, 1977. 216 с.
2. Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М. Статистические свойства рассеянного света. М.: Наука, 1980. 207 с.
3. Козлов В.С., Панченко М.В., Тумаков А.Г. О влиянии режима сжигания углеводородных топлив на оптические свойства дымовых аэрозолей // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 10. С. 1278–1288.
4. Борисов Б.Д., Климкин В.М., Крутиков В.А., Макаров А.А., Федотова Г.В., Чукуров В.А. Высокочувствительная стробируемая телевизионная система регистрации изображений // Оптика атмосф. 1990. Т. 3. № 10. С. 1102–1107.
5. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). М.: Сов. радио, 1977. 368 с.
6. Козланенко Г.П. Временная структура светового поля от точечного источника в рассеивающей среде // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 10. С. 851–860.

B.D. Borisov. On the statistics of scattering backgrounds for threshold images.

The structure of the scattering background component is considered in imaging of low-intensity objects through layers of smokes with different optical densities.