«Оптика атмосферы», **2**, № 5 (1989) УДК 535.215

В.Г. Астафуров

О СТАТИСТИКЕ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ЛИДАРНОГО СИГНАЛА

Рассмотрено применение асимптотических распределений для описания безусловных статистических характеристик фотоэлектронов применительно к лидарам. Приводятся результаты модельных расчетов введенного эквивалентного «параметра вырождения», учитывающего флуктуации коэффициента обратного рассеяния, функции пропускания и энергии зондирующего импульса.

В лазерном зондировании атмосферы в большинстве случаев выполняются условия, позволяющие использовать асимптотические распределения вероятностей $P(n)$ числа n фотоэлектронов на интервале времени Δt. К ним относятся отрицательно-биномиальное (ОБ), Маклиана и Пайка (МП) и пуассоновское (П) распределения. Обоснование применимости этих распределений и определение их параметров проводится без учета флуктуаций коэффициента обратного рассеяния $\beta_\pi(R)$ на дальности R, функции пропускания $T(R)$ и энергии зондирующего импульса E [1]. То есть анализируются условные статистические характеристики потока фотоэлектронов. В данной работе рассматривается применение асимптотических распределений с учетом флуктуаций Е, β_π и T.

Для задания П распределения необходимо определить среднее число фотоэлектронов $\bar{n}$, а для ОБ и МП — $\bar{n}$ и число пространственно-временных фазовых ячеек

$$s = \frac{\Delta t}{\tau_c}\frac{S}{s_c},$$

характеризующее когерентные свойства рассеянного поля в плоскости приемной апертуры с площадью S. Здесь $s_c = \lambda^2/\Omega$, $\tau_c \approx \alpha^{-1}$ — площадь и время когерентности; Ω — эффективный телесный угол, в котором сосредоточено регистрируемое излучение; λ — длина волны. Эффективная ширина спектра α определяется шириной спектра лазерного импульса и эффективным спектральным уширением при рассеянии [1]. Среднее число фотоэлектронов находится из лидарного уравнения

$$\bar{n} = \frac{EcS\beta_\pi T^2(R)}{2R^2}\frac{\eta\Delta t}{h\nu},$$

где c — скорость света; η — квантовая эффективность фотодетектора; $h\nu$ — средняя энергия фотонов. Для ОБ и МП распределений дисперсия числа фотоэлектронов

$$D(n) = \bar{n}(1+\xi), \tag{1}$$

где $\xi = \bar{n}/s$ — параметр вырождения. При таком определении параметров асимптотических распределений их можно рассматривать как условные $P(n|E,\ \beta_\pi,\ \text{T})$, а безусловные

$$P(n) = \langle P(n\,|\,E,\ \beta_\pi,\ T)\rangle_{E,\beta,T} \tag{2}$$

где $\langle\psi\rangle_x$ — обозначает усреднение Ψ по x. То же самое относится к моментам этих распределений. Усредняя (1) по β_π, E и T и учитывая, что входящее в него среднее $\bar{n} = bE\beta_\pi(R)T^2(R)$ является условным, найдем

$$D(n) = \langle D(n\,|\,E,\ \beta_\pi,\ T) + (bE\beta_\pi(R)T^2(R))^2\rangle - \langle n\rangle^2 = \langle n\rangle + \langle n\rangle^2\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{ss^*} + \frac{1}{s^*}\right),$$

где $\langle n\rangle$ — безусловное среднее; b — коэффициент пропорциональности;

$$s^* = (K_\beta^2K_E^2K_T^2 + K_\beta^2K_E^2 + K_\beta^2K_T^2 + K_E^2K_T^2 + K_\beta^2 + K_T^2 + K_E^2)^{-1},$$

$K_T^2 = D(T^2)/(\bar{T}^2)^2$, $K_E^2 = D(E)/\bar{E}^2$, $K_\beta^2 = D(\beta_\pi)/\bar{\beta}_\pi^2$ — относительные дисперсии T^2, E и β_π. Если определить эквивалентное число „ячеек”

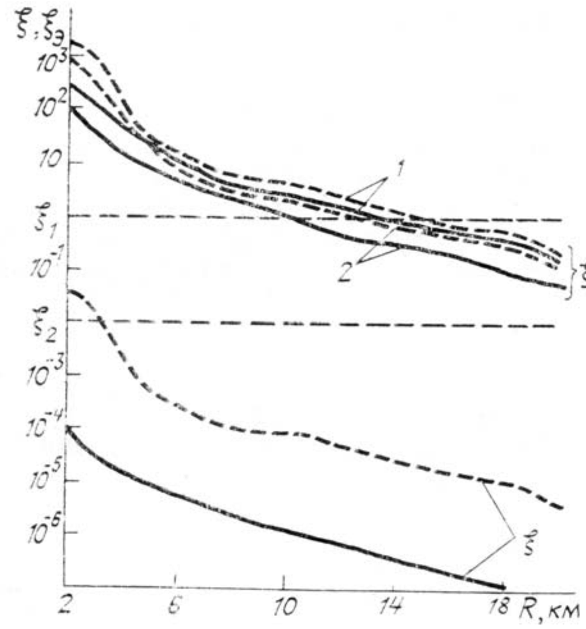
$$s_э = ss^*/(1+s^*+s),$$

то можно также ввести и эквивалентный параметр вырождения $\xi_э = \langle n\rangle / s_э$. Однако такая аналогия является условной и не означает, что для описания $P(n)$ приемлема ОБ статистика.

Для безусловного распределения можно использовать двучленную аппроксимацию Шарлье

$$P(n) = \frac{<n> \mathrm{e}^{-<n>}}{n!} \{1 + [(<n> - n)^2 - n] (D(n) - <n>)/2 <n>^2\}, \tag{3}$$

обобщающую распределение МП и основанную на равенстве первых двух моментов приближенного и точного распределений и близости последнего к П [2]. При $\xi_э \ll 1$ (3) переходит в П распределение. Если задать критические значения ξ_1, ξ_2 ($\xi_1 \ll 1$, $\xi_1 < \xi_2$), то можно выделить области применимости П распределения при $\xi_э < \xi_1$ и распределения (3) при $\xi_1 < \xi_э < \xi_2$. При $\xi_э > \xi_2$ для определения $P(n)$ согласно (2) необходимо выполнить усреднение $P(n|E, \beta_\pi, T)$.



Зависимости ξ и $\xi_э$ от высоты для аэрозольной (штриховые кривые) и молекулярной (сплошные) составляющих лидарного сигнала. *1* – $K_E = 0{,}1$; *2* – $K_E = 0{,}04$

На рисунке показаны результаты расчета зависимостей $\xi_э$ и ξ от высоты для составляющих лидарного сигнала, обусловленных аэрозольным и молекулярным рассеянием. Расчеты проводились для модели атмосферы из [3] при $\lambda = 0{,}69$ мкм; $E = 0{,}01$ Дж; $S = 0{,}5$ м^2; $\Delta t = 2 \cdot 10^{-6}$ с; $\eta = 0{,}5$; $\Omega = 10^{-8}$ ср; $K_{\beta_\alpha} = 0{,}1$; $K_{\beta_м} = 0{,}04$; $\alpha_а = 10^8$ Гц; $\alpha_м = 10^{10}$ Гц (индексами «а» и «м» обозначены параметры для аэрозольной и молекулярной составляющих). Оценка для K_T^2 находилась с помощью приближенного выражения

$$K_T^2 = 4K_{\beta_а}^2 \sigma_а^2 R_0 R_c \,[1 - \exp(-2R/R_0)],$$

полученного при условии гауссовских флуктуаций коэффициента ослабления с радиусом пространственной корреляции $R_c \ll R$. Здесь $\sigma_а = 0{,}2$ км$^{-1}$ – коэффициент аэрозольного ослабления в приземном слое; $R_о = 1{,}2$ км – высота однородной атмосферы для аэрозоля, $R_c = 200$ м. Полученные результаты показывают значительное отличие ξ от $\xi_э$. Таким образом, в зависимости от величины эквивалентного параметра вырождения для аппроксимации безусловных распределений вероятности можно использовать П и МП статистики. При больших значениях $\xi_э$ для определения $P(n)$ нужен явный вид плотностей вероятности $f(E)$, $f(\beta_\pi)$ и $f(T)$.

1. Г л а з о в Г. Н. Статистические вопросы лидарного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 309 с.
2. Г л а з о в Г. Н., Д у б я г и н В. М. //Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 11. С. 2422.

3. M c C l a t c h e y R . A . , F e n n R . W . , V o l z F . E . et al. Optical properties of the atmosphere. Report AFCRL-71—0279. Environmental reseach papers. 1971. № 354. 85 p.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступило в редакцию
12 декабря 1988 г.

V . G . A s t a f u r o v . **On the Photoelectron Statistics in Lidar Returns**.

The usage of asymptotic distributions for describing the unconditional statistical properties of photoelectrons produced by lidar returns is discussed. The results of model calculations of the introduced degeneracy parameter are presented. This parameter takes into account the fluctuations of backscattering coefficient as well as of the transmission and sounding pulse.