Т. о., С. ф. детектора, равномерно освещаемого светом пост. интенсивности, совпадает со статистикой *дробового шума*.

Если интенсивность излучения флуктуирует во времени и пространстве (т. е. сама является случайным процессом), выражение для распределения фотоотсчётов включает в себя усреднение по этим флуктуациям с помощью распределения энергии излучения $P(Q)$:

$$P_m(t,T)=\int\limits_0^\infty P(Q)(m!)^{-1}(\eta Q/\hbar\omega)^m \exp(-\eta Q/\hbar\omega)dQ. \quad (3)$$

Факториальные моменты распределения (3) определяются моментами распределения $P(Q)$:

$$\langle m(m-1)\ldots(m-k+1)\rangle=(\eta/\hbar\omega)^k\langle Q^k\rangle\equiv$$
$$\equiv(\eta/\hbar\omega)^k\int\limits_0^\infty P(Q)Q^k dQ,$$

и дисперсия числа отсчётов $\langle\Delta m^2\rangle$ в этом случае больше ср. значения $\langle m\rangle$, т. е. распределение $P_m(t,T)$ с у п е р п у а с с о н о в с к о е. Отличие распределения (3) от пуассоновского содержит информацию о характере распределения энергии света $P(Q)$ и поэтому представляет практич. ценность. Наиб. информативности достигают, когда приёмная площадка счётчика меньше площади когерентности излучения, а время измерения T не превосходит времени когерентности. Тогда энергия Q практически совпадает (с точностью до множителя) с мгновенным значением интенсивности $Q\approx ITS$, и распределение фотоотсчётов содержит распределение интенсивности излучения $P(I)$:

$$P_m(T)=\int\limits_0^\infty P(I)(m!)^{-1}(\eta ITS/\hbar\omega)^m\exp(-\eta ITS/\hbar\omega)dI. \quad (4)$$

Соотношение (4) используется на практике для анализа распределения интенсивности света $P(I)$ по данным о распределении фотоотсчётов. В частности, моменты распределения интенсивности рассчитываются по величинам факториальных моментов распределения отсчётов $P_m(T)$:

$$\langle I^k\rangle\equiv\int\limits_0^\infty P(I)I^k dI=\langle m(m-1)\ldots(m-k+1)\rangle(\hbar\omega/\eta TS)^k.$$

Хотя полное восстановление распределения интенсивности света по данным о распределении фотоотсчётов проблематично из-за неизбежных погрешностей измерения $P_m(T)$, взаимосвязь (4) пригодна для проверки разл. статистич. гипотез о $P(I)$.

Если фоточувствит. площадка счётчика велика по сравнению с площадью когерентности излучения и (или) время измерения T больше времени когерентности, то это соответствует малым флуктуациям падающей энергии Q около своего ср. значения и С. ф. приближается к пуассоновской, независимо от свойств света.

Соотношения (1) — (4) связывают С. ф. $P_m(t,T)$ со свойствами излучения, если применимо классич. описание света и можно говорить об интенсивности излучения и его энергии вне связи с процессом фотодетектирования. В этом пределе С. ф. не может быть субпуассоновской, т. е. дисперсия $\langle\Delta m^2\rangle$ не меньше ср. значения $\langle m\rangle$. Более общие квантовые соотношения, описывающие С. ф., снимают это ограничение. В квантовой оптике распределение фотоотсчётов связано с оператором плотности излучения $\hat\rho$ через операторы положительной $\hat E_+$ и отрицательной $\hat E_-$ частотных частей электрич. поля (см. *Когерентное состояние*, *Квантовая когерентность*) [5]:

$$P_m(t,T)=\mathrm{Sp}\Big\{\hat\rho\hat N(m!)^{-1}\Big[\eta\iint\limits_S\int\limits_t^{t+T}\hat E_-(t',x,y)\hat E_+(t',x,y)\times$$
$$\times dt'dxdy\Big]^m\exp\Big[-\eta\iint\limits_S\int\limits_t^{t+T}\hat E_-(t',x,y)\hat E_+(t',x,y)dt'dxdy\Big]\Big\}. \quad (5)$$

Здесь Sp — след соответствующей матрицы, а оператор нормального упорядочения $\hat N$ располагает операторы $\hat E_-$ слева от оператора $\hat E_+$. В наиб. важном с практич. точки зрения случае, когда фоточувствит. площадка счётчика меньше площади когерентности излучения $S_{\text{ког}}$, а время T не превосходит времени когерентности $T_{\text{ког}}$, допустимо одномодовое описание светового поля в области счётчика и соотношение (5) принимает вид:

$$P_m(T)=\mathrm{Sp}[\hat\rho\,\hat N(m!)^{-1}(\eta'\,\hat a^+\hat a^-)^m\exp(-\eta'\,\hat a^+\hat a^-)]\equiv$$
$$\equiv\sum_{n\geqslant m}P_n[n!/m!(n-m)!](\eta')^m(1-\eta')^{n-m}, \quad (6)$$

где $\hat a^+$ и $\hat a^-$ — операторы рождения и уничтожения фотона в рассматриваемой моде, а оператор нормального упорядочения $\hat N$ располагает $\hat a^+$ слева от $\hat a^-$. Выражение (6) связывает распределение фотоотсчётов $P_m(T)$ с квантовооптич. характеристикой излучения $P_n\equiv\equiv\mathrm{Sp}[\hat\rho|n\rangle\langle n|]\equiv\langle n|\hat\rho|n\rangle$ — распределением числа фотонов в объёме когерентности излучения $T_{\text{ког}}S_{\text{ког}}$. Эффективность детектирования η' в (6) отличается от физ. квантовой эффективности счётчика η множителем: $\eta'=\eta TS/T_{\text{ког}}S_{\text{ког}}$. Переход от квантовых соотношений к классич. пределу осуществляется заменой $\hat a^+\hat a^-$ на $IT_{\text{ког}}S_{\text{ког}}$.

Когерентное излучение, наиб. близкое к классич. пределу, имеет пуассоновское распределение числа фотонов

$$P_n=\langle n\rangle^n e^{-\langle n\rangle}/n!$$

и распределение фотоотсчётов также пуассоновское:

$$P_m(T)=(\eta'\langle n\rangle)^m e^{-\eta\langle n\rangle}/m!$$

со ср. числом отсчётов $\langle m\rangle=\eta'\langle n\rangle$.

Для света с заданным числом фотонов n_0 распределение явно не классическое: $P_n=\delta_{nn_0}$ и распределение фотоотсчётов биномиальное:

$$P_m(T)=(\eta')^m(1-\eta')^{n_0-m}n_0!/m!(n_0-m)!,\quad m\leqslant n_0.$$

Такое распределение всегда субпуассоновское, поскольку его дисперсия $\langle\Delta m^2\rangle=\eta'(1-\eta')n_0$ меньше ср. числа отсчётов $\langle\Delta m\rangle=\eta' n_0$.

Для одномодового теплового поля вероятностное распределение задаётся степенным выражением (*Бозе — Эйнштейна статистикой*):

$$P_n=\langle n\rangle^n/(1+\langle n\rangle)^{n+1};$$

распределение фотоотсчётов также степенное:

$$P_m(T)=(\eta'\langle n\rangle)^m/(1+\eta'\langle n\rangle)^{m+1}$$

со средним $\langle m\rangle=\eta'\langle n\rangle$.

Т. о., измерение распределения фотоотсчётов $P_m(T)$ позволяет восстанавливать распределение числа фотонов излучения P_n. Если квантовая эффективность счётчика высока $\eta\approx1$, а $S\approx S_{\text{ког}}$ и $T\approx T_{\text{ког}}$, то распределения P_n и $P_m(T)$ мало отличаются друг от друга. Однако такие условия трудно реализовать из-за низких квантовых эффективностей счётчиков фотонов. В случае малых η восстановить P_n по распределению фотоотсчётов нетривиально вследствие ограниченной точности данных о $P_m(T)$, получаемых из измерений. Кроме того, задача усложняется др. погрешностями