

Л.П. Воробьева, В.А. Чикуров, В.М. Климкин

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЧЕТА КВАНТОВ ТЕЛЕВИЗИОННОГО СЧЕТЧИКА ФОТОНОВ

Предложена простая методика оценки эффективности счета квантов телевизионного счетчика фотонов на основе знания распределения энергий фотоэлектронных сцинтилляций, применяемого усилителя яркости, чувствительности используемой телевизионной передающей трубки к однократным точечным изображениям известного спектрального состава, характеристик применяемой «перекидной» оптики.

Телевизионные счетчики фотонов (ТСФ) на основе микроканальных усилителей яркости (УЯ), телевизионных передающих трубок (ТПТ) и микроЭВМ все чаще применяются в спектроскопии, лазерном зондировании атмосферы, при наблюдении объектов через атмосферу или плотные рассеивающие среды. Однако в литературных источниках недостаточно информации об их основных характеристиках. В настоящей работе предложена простая методика оценки одного из основных параметров ТСФ — эффективности счета квантов.

Эффективность счета квантов, определяемую как отношение числа отсчетов, соответствующих одноэлектронным событиям, зарегистрированным в ОЗУ, к общему числу фотонов, падающих на фотокатод, можно выразить очевидным соотношением

$$Q = \gamma \chi \Omega_k (1 - P_0) \eta,$$

где γ — квантовая эффективность фотокатода УЯ; χ — эффективность барьерной пленки УЯ, равная отношению числа групп вторичных электронов, возникающих с обратной стороны пленки, к числу первичных электронов, падающих на пленку; Ω_k — коэффициент заполнения микроканальной пластины (МКП) каналами; $P_0 = e^{-\delta}$ — вероятность того, что при первичном соударении электрона со стенкой канала не возникает вторичной эмиссии [1] (δ — коэффициент вторичной эмиссии); η — эффективность считывания сцинтилляций с экрана УЯ.

В рассмотренном соотношении коэффициенты γ , χ , Ω_k и δ в основном определяются конструктивными решениями, технологией изготовления УЯ и обычно имеют значения — $\gamma \approx 0,1$; $\Omega_k \approx 0,63$; $\delta \approx 1,5 \div 2$ [1]; $\chi \approx 0,7$ [2]. Основные направления увеличения их изложены, например, в [1]. Коэффициент η , зависящий от используемых УЯ, ТПТ, режимов работы, а также характеристик перебрасывающей оптики, способен изменяться в широких пределах и может быть представлен выражением

$$\eta = \int_{E_1}^{E_2} W(K, \mu, E_{\text{сц}}) dE_{\text{сц}},$$

где $W(E_{\text{сц}})$ — распределение энергий фотоэлектронных сцинтилляций — (РЭФЭС); E_1 — предельная чувствительность ТПТ к малоразмерным точечным изображениям; E_2 — максимальная интенсивность регистрируемых сцинтилляций; K — чувствительность фотокатода ТПТ к излучению экрана УЯ; μ — коэффициент передачи энергии света от экрана УЯ к фотокатоду ТПТ.

Необходимо отметить, что это выражение справедливо при загрузке МКП меньше критической, малой вероятности регистрации двух электронных и более событий за время восстановления канала и отсутствия инерционности ТПТ.

Вид РЭФЭС, в основном, определяется статистикой усиления одноэлектронных событий в канале МКП, которая, как считается, подчинена закону Пуассона [1]. Так как величина электронного усиления достигает 10^4 и более, то ее можно описать распределением Пуассона с большим средним значением случайной величины, т.е. нормальным распределением. Наличие подобного распределения на выходе МКП подтверждается экспериментальными данными [3]. На рисунке представлены РЭФЭС микроканальных УЯ. Отличие их от нормального закона распределения, выражающееся в смещении одноэлектронного пика в область малых энергий, можно объяснить давлением остаточных газов в баллоне УЯ. Возникающие в результате ионные обратные связи ограничивают величину электронного усиления канала [4] и рождают большую часть высокоэнергетичных (шумовых) сцинтилляций [5]. Учитывая вышеизложенное, в качестве аналитической модели РЭФЭС принят усеченный нормальный закон распределения. Оценка близости этого закона приведенным экспериментальным РЭФЭС, без учета высокоэнергетичных сцинтилляций, проводилась на основе критерия χ^2 Пирсона [6]. При этом диапазон изменения энергий сцинтилляций для каждой кривой разбивался на 12 интервалов. Полученные уровни значимости принятой гипотезы для всех кривых не превышали значения $q \approx 0,2$.

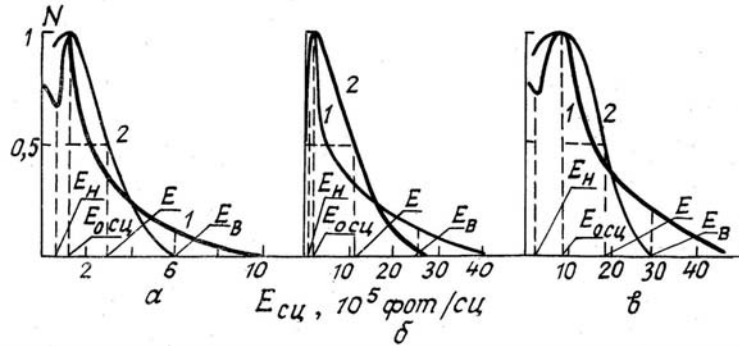


Рис. 1. 1 – РЭФЭС микроканальных УЯ; 2 – их аналитические модели. а) ПИМ-101-2М; б) ПИМ-104В; в) экспериментальный УЯ с двумя МКП

Эффективность считывания сцинтилляций при принятой гипотезе можно представить в виде

$$\eta \simeq \frac{C}{\mu K G_{сц} \sqrt{2\pi}} \int_{E_1}^{E_2} \exp \left\{ - \frac{(E_{сц} - \mu K E_{осц})^2}{2 (\mu K G_{сц})^2} \right\} dE_{сц},$$

где $G_{сц}$, $E_{осц}$ – среднеквадратическое отклонение и наиболее вероятное значение энергий сцинтилляций на экране УЯ:

$$C = \frac{1}{\Phi \left(\frac{E_2 - E_{осц}}{G_{сц}} \right) - \Phi \left(\frac{E_1 - E_{осц}}{G_{сц}} \right)},$$

$\Phi(z)$ – табулированный интеграл вероятностей; E_1 , E_2 – соответственно нижняя и верхняя границы усечения.

Если записать полученное выражение через интегралы вероятностей, то

$$\eta \simeq \frac{\Phi \left(\frac{E_2 - \mu K E_{осц}}{\mu K G_{сц}} \right) - \Phi \left(\frac{E_1 - \mu K E_{осц}}{\mu K G_{сц}} \right)}{\Phi \left(\frac{E_2 - E_{осц}}{G_{сц}} \right) - \Phi \left(\frac{E_1 - E_{осц}}{G_{сц}} \right)}.$$

Так как реально значения E_1 и E_2 не попадают в интервал $2G_{сц}$ (см. рисунок), то можем принять

$$\Phi \left(\frac{E_2 - \mu K E_{осц}}{\mu K G_{сц}} \right) \simeq \Phi \left(\frac{E_2 - E_{осц}}{G_{сц}} \right) \simeq 1.$$

Учитывая также, что $\Phi(-z) = 1 - \Phi(z)$, получим

$$\eta \simeq \frac{\Phi \left(\frac{\mu K E_{осц} - E_1}{\mu K G_{сц}} \right)}{\Phi \left(\frac{E_{осц} - E_1}{G_{сц}} \right)}.$$

Если представить среднеквадратическое отклонение соотношением [7] $G_{сц} \simeq \frac{\Delta E_{сц}}{2,36}$, где $\Delta E_{сц}$ – ширина Гауссова распределения по полувысоте пика.

$$\eta \simeq \frac{\Phi \left[\frac{2,36}{R} \left(1 - \frac{E_1}{\mu K E_{осц}} \right) \right]}{\Phi \left[\frac{2,36}{R} \left(1 - \frac{E_1}{E_{осц}} \right) \right]}$$

В данном соотношении $R = \Delta E_{сц} / E_{осц}$.

Так как предельная чувствительность ТПТ к малоразмерным точечным изображениям $E_1 \simeq \mu K E_{осц}$, где $E_{осц}$ – минимальная энергия сцинтилляции на экране УЯ, регистрируемая ТПТ с

«высокой» вероятностью, то окончательное выражение для эффективности считывания сцинтилляций можно записать следующим образом:

$$\eta = \frac{\Phi \left[\frac{2.36}{R} \left(1 - \frac{E_{отс}}{E_{осц}} \right) \right]}{\Phi \left[\frac{2.36}{R} \left(1 - \frac{E_n}{E_{осц}} \right) \right]}$$

Необходимо отметить, что в одноэлектронных фотоприемниках для максимизации отношения сигнал/шум уровень дискриминации принято выбирать в точке $E_{сц}$, соответствующей переходной рбласти от экспоненциальной ветви к одноэлектронному пику. В этом случае $E_{отс} \approx E_n \approx E_{сц}$ и соответственно $\eta \approx 1$. Однако в ТСФ это не всегда осуществимо.

Работоспособность предложенного выражения оценивалась по результатам экспериментальных работ по следующей методике. Имеющееся РЭФЭС используемого микроканального УЯ аппроксимируется усеченным нормальным законом распределения (см. рисунок). Отмечаются значения $0,5\Delta E_{сц}$; $E_{осц}$; E_n . По известной чувствительности, применяемой ТПТ к малоразмерным точечным изображениям известного спектрального состава и характеристикам перебрасывающей оптики, определяют $E_{отс}$. На основе полученных значений по предлагаемому выражению вычисляется эффективность считывания сцинтилляций. Вычисленные по этой методике значения η для различных составных фотоприемников в сравнении с экспериментально измеренными представлены в таблице. Как видно из таблицы, они достаточно близки друг к другу.

Если считать, что эффективность считывания сцинтилляций и квантовая эффективность ТСФ связана между собой через известный постоянный коэффициент

$$K = \frac{Q}{\eta} = \gamma \chi \Omega_{\kappa} (1 - P_0)$$

то вышеизложенная методика есть методика оценки эффективности счета квантов ТСФ, а выражение для этой оценки имеет, вид

$$Q = K \frac{\Phi \left[\frac{2.36}{R} \left(1 - \frac{E_{отс}}{E_{осц}} \right) \right]}{\Phi \left[\frac{2.36}{R} \left(1 - \frac{E_n}{E_{осц}} \right) \right]}$$

| № | Тип составного фотоприемника | Напряже- ние на МКП (кв) | Эффективность считываемых сцинтилляций, % | | Эффективность счета квантов, % | | $E_{отс}$, фот/сц | Ссылки |
|---|-----------------------------------|--------------------------------|---|---------|------------------------------------|---------|----------------------------------|---------|
| | | | Экспер. | Вычисл. | Экспер. | Вычисл. | | |
| 1 | УЯ с МКП + сигнал-2 + ЛИ-801 | 1,0 | — | 0,21 | 1,0 | 1,0 | $\approx 4 \cdot 10^4$ | [8, 9] |
| | | 1,5 | — | 1,0 | 4 | 4,4 | $\approx 4 \cdot 10^4$ | |
| | | | | | $(\lambda = 460 \text{ nm})$ | | | |
| 2 | УЯ с МКП + Гелиос-40 + ЛИ-706 | 1,3 | — | 0,86 | 5 | 3,8 | $\approx 8 \cdot 10^4$ | [9, 10] |
| 3 | УЯ с МКП + Гелиос-44-2 + ЛИ-702-3 | 1,3 | — | 0,69 | 0,08 | 0,1 | $\approx 2 \cdot 10^5$ | [9, 11] |
| | | | | | $(\lambda \approx 900 \text{ nm})$ | | $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-3}$ | |
| 4 | ПИМ-104-2М + сигнал-2 + ЛИ-801 | 1,6 | — | 1,0 | 3 | 4,4 | — | [9] |

Сравнительные величины экспериментально измеренных и вычисленных значений эффективности считывания сцинтилляций и квантовой эффективности приведены в таблице. Сопоставление данных таблицы подтверждает работоспособность предложенной методики.

Таким образом, зная РЭФЭС применяемого УЯ, чувствительность ТПТ к малоразмерным точечным изображениям известного спектрального состава и характеристики применяемой «перекидной» оптики, можно по предлагаемой методике достаточно просто дать оценку эффективности счета квантов ТСФ.

1. Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н. //Вакуумные фотоэлектронные приборы. М.: Радио и связь, 1988. С. 101.
2. Дятченко А. А., Коленко А. Я. и др. //ОМП. 1987. № 1. С. 14–15.
3. Башкеев А. А., Дудников В. Г. //ПТЭ. 1989. № 4. С. 77–81.
4. Плетнева Н. И., Сатаров Д. К., Семенов Е. П. //ОМП. 1976. № 1. С. 63.
5. Замятин Н. В., Климкин В. М. и др. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 6. С. 665–667.

6. Новицкий П. В., Зограф И. А. //Оценки погрешностей результатов измерений. Л.: Энергоатомиздат, 1991. С. 192–195.
7. Лавренчик В. Н. //Постановка физического эксперимента и статистическая обработка его результатов. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 240.
8. Зайдель И. Н., Лежнин П. А. и др. //Тезисы докладов XII Всесоюзной научно-технической конференции. «Высокоскоростная фотография и метрология быстротекущих процессов». М.: ВНИИОФИ, 1985. С. 49.
9. Силькис Э. Г. //Разработка и создание многоканальной системы счета фотонов для лазерной спектроскопии комбинационного рассеяния света. Дис. на соискание ученой степени кандидата технических наук. М., 1987. 148 с.
10. Ганичев В. А., Елкин С. К. и др. //ПТЭ. 1987. № 5. С. 152–155.
11. Борисов Б. Д., Клишкин В. М. и др. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 10. С. 1102.
12. Замятин Н. В., Клишкин В. М. и др. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 6. С. 665.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
16 января 1991 г.

L. P. Vorobyeva, V. A. Chikurov, V. M. Klimkin. **Efficiency of the Photon Counting by a TV Photon Counter.**

This paper presents a simple technique for estimating the photon counting efficiency of a TV photon counter. The technique is based on the use of information on energy distribution of photoelectron scintillation's, on the parameters of intensity amplifier used, and on the sensitivity of a camera tube to single point images of known spectral composition. Also the characteristics of the transfer optics should be taken into account.