

Феноменологическая теория фотодетектирования

М.В. Лебедев

Институт физики твёрдого тела РАН

Л. Мандель, Э. Вольф «Оптическая когерентность и квантовая оптика», Гл.9 Полуклассическая теория фотодетектирования.

Далее рассмотрим другой предельный случай, в котором интервал T короче, чем время корреляции интенсивности света $I(\mathbf{r}, t)$. Тогда $I(\mathbf{r}, t')$ в (9.7.2) не меняется значительно в пределах интервала интегрирования, и мы можем аппроксимировать W , записав

$$W \approx \eta I(\mathbf{r}, t)T. \quad (9.7.9)$$

Значит, W пропорционально мгновенной интенсивности света $I(\mathbf{r}, t)$, и распределение вероятности W становится распределением вероятности I , не считая масштабного множителя. Поэтому вместо (9.7.3) мы можем записать для существенно коротких временных интервалов T выражение

$$p(n, t, T) = \int_0^\infty \frac{1}{n!} (\eta IT)^n e^{-\eta IT} P(I) dI, \quad (9.7.10)$$

где $P(I)$ — это плотность вероятности интенсивности света I .

В качестве иллюстрации применим эту формулу к ситуации, в которой луч поляризованного света от источника в тепловом равновесии попадает на фотодетектор. Из центральной предельной теоремы (см. разд. 1.5.6) мы можем ожидать, что распределение аналитического сигнала V , представляющего это оптическое поле, является гауссовским, поскольку поле в каждой точке является суммой полей от многих независимых источников. Значит распределение $P(I)$ величины $I = |V|^2$ экспоненциально, т.е.

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right). \quad (9.7.11)$$

D.N. Klyshko, 1986

§2. ABSOLUTE DETERMINATION OF THE NUMBER OF PHOTONS

We shall mention briefly the relationship between the statistics of photons in the radiation incident on a detector and the statistics of photocounts at the detector output (for details see, for example, Refs. 3–6). For the sake of simplicity, we shall assume that the selected detector is of the one-photon and one-mode type, i.e., we shall assume that the volume of the detection region V_{det} is much less than the volume of the field coherence region V_{coh} . In this approximation the process of detection involves “binomial” transformation of the distribution:

$$P_m' = \sum_{n=m}^{\infty} \binom{n}{m} \eta^m (1-\eta)^{n-m} P_n = \langle : \hat{m}^m \exp(-\hat{m}) : \rangle / m!, \quad (2.1)$$

where the angular brackets [like the bar in Eq. (1.1)] denote averaging over the states of the incident field; $\hat{m} = \eta \hat{n}$ is the photocount number operator; \hat{n} is the photon number operator for the detection region; the colon in the above equation denotes the operation of normal ordering. The same transformation describes also the change in the photon statistics as a result of linear attenuation (or amplification if the spontaneous radiation is ignored) of the field in a material with a transmission coefficient η (Ref. 6). The relevant equations

ЭМИССИЯ ДВУХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ФОТОЭФФЕКТЕ
НА СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВОМ ФОТОКАТОДЕ

B. B. Артемьев

При исследовании фотоэмиссии сурьмяно-цезиевых фотокатодов фотоэлектронных умножителей типа ФЭУ-64 было замечено отклонение формы спектра сигнала от отдельных фотонов от формы спектра сигналов, связанных с термоэмиссией.

Фотоэлектронные умножители обладают коэффициентом усиления, достаточным для регистрации импульсов от одиночных электронов с катода. Амплитудные спектры одноэлектронных импульсов исследовались в ряде работ [1, 2], причем обнаружено, что для одних умножителей распределение экспоненциальное, а для других — пуссоновское. Считалось, что акты фотопреобразования состоят в испускании одиночных электронов.

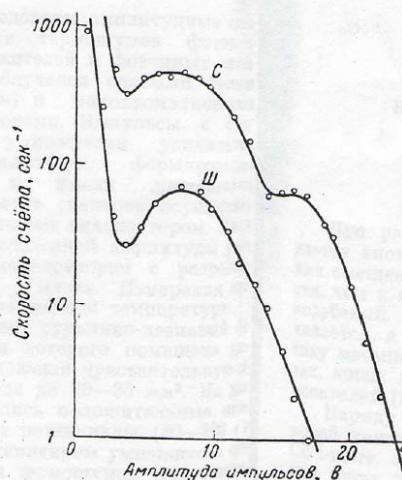
Были исследованы амплитудные спектры импульсов термошумов фотоэлектронных умножителей и фотонных сигналов. ФЭУ-64 облучался слабыми белыми (10^{-10} — 10^{-12} лм) и монохроматическими световыми потоками. Импульсы с фотоэлектронного умножителя усиливалась линейным усилителем, формировалась RC -цепочкой и имели длительность ~ 80 нсек. Снятие спектров осуществлялось одноканальным анализатором. Число импульсов определенной амплитуды регистрировалось регистратором с разрешающим временем 1 мксек. Измерения проводились при комнатной температуре.

ФЭУ-64 имеет сурьмяно-цезиевый фотокатод, вблизи которого помещена диафрагма, сокращающая чувствительную область фотокатода до 20 — 30 мкм². На диафрагму подавались положительные относительно катода потенциалы (80 — 200 в выше). При затемненном умножителе снимались спектры термошумов, при освещении — суммарные спектры шумов и фотонных сигналов.

Амплитудные спектры импульсов термошумов умножителя имели широкий максимум (одноэлектронный пик) в целом соответствовало распределению Пуассона (рисунок). Резкий подъем спектральной кривой для импульсов в 3—4 раза меньшей амплитуды идентифицировался с термоэмиссией первого диода и токами утечек. Общая скорость счета одиночных термоэлектронов составляла $(3$ — 8) $\cdot 10^2$ сец⁻¹.

При освещении умножителя светом, наряду с увеличением одноэлектронного пика, был обнаружен второй, более слабый пик, соответствовавший импульсам вдвое большей амплитуды. На рисунке приведен спектр фотонных импульсов, полученный вычитанием из суммарного спектра термошумов.

Замеченное характерное отклонение форм-спектров шумовых и фотонных импульсов в «двуухэлектронной» области спектра сильнее проявлялось у умножителя с большой чувствительностью фотокатода (50 — 70 мкА/лм). Второй пик не был замечен



Д.Н. Клышко, А.Н. Пенин «Перспективы квантовой фотометрии»,
УФН, 1987, т.152, с.653

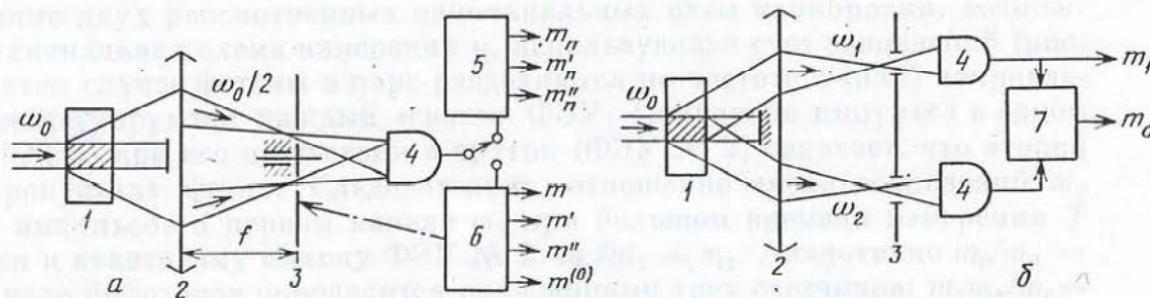


Рис. 4. Схемы одноканального (а) и двухканального (б) методов измерения эффективности ФЭУ.

1 — пьезокристалл, 2 — объектив, 3 — механический модулятор (диафрагма), 4 — ФЭУ, 5 — анализатор амплитуды импульсов, 6 — четырехканальный синхронный детектор, 7 — схема совпадений

$$p_{1e} = 2\eta(1 - \eta)$$

$$N_A = 2\eta(1 - \eta)M + \eta^2 M$$

$$N_1 = \eta_1 M$$

$$p_{2e} = \eta^2$$

$$N_B = \eta M$$

$$N_2 = \eta_2 M$$

$$\frac{N_{2e}}{N_{1e}} = \frac{\eta}{2(1-\eta)}$$

$$\frac{N_A}{N_B} = 2 - \eta$$

$$N_c = \eta_1 \eta_2 M$$

$$\eta_1 = \frac{N_c}{N_2} \quad \eta_2 = \frac{N_c}{N_1}$$

Д.Н. Клышко, А.Н. Пенин «Перспективы квантовой фотометрии»,
УФН, 1987, т.152, с.653

Результаты абсолютного измерения эффективности ФЭУ^{16, 21}

Тип фотодетектора	S , мА/лм	Квантовая эффективность, %		
		Паспорт	Один канал	Два канала
ФЭУ-79	0,31	7,8	3,6	3,8
То же	0,23	6,0	3,3	3,0
» »	0,20	5,3	1,8	—
Квантокон С31034 А (США)	0,7	18	7,0	7,5

М.В. Лебедев, А.А. Щёкин, О.В. Мисочко « Двухэлектронные импульсы фотоумножителя и двухквантовый фотоэффект», Квантовая электроника, 2008

716 «Квантовая электроника», 38, № 8 (2008)

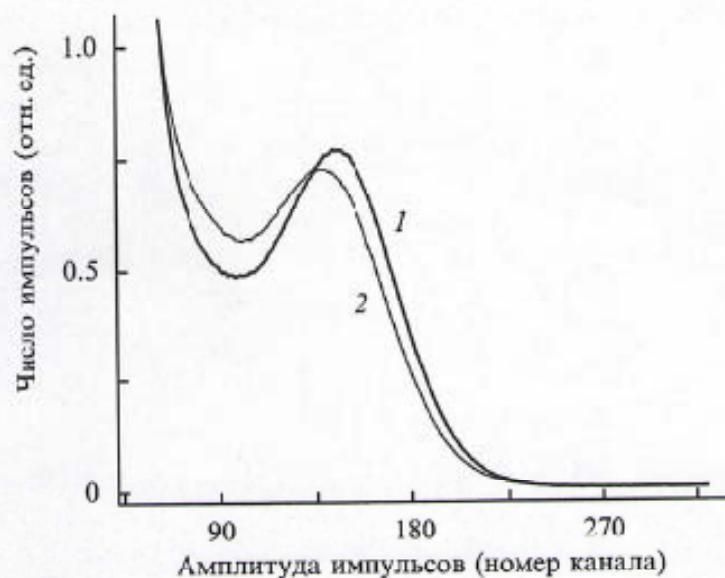


Рис.4. Счётные характеристики ФЭУ Philips XPH277 при освещении фотокатода бифотонным светом (1) и излучением плазмы газового разряда трубки He–Cd-лазера (2). Интегральная скорость счёта 4700 имп./с.

Поправленные результаты абсолютного измерения квантовой эффективности ФЭУ

PMT type	Quantum Efficiency, one-channel method (%)	Quantum Efficiency, two-channel method (%)	Quantum Efficiency, PMT Sheet (%)	$\eta_{new} = \frac{2\eta_{old}}{1+\eta_{old}}$ for the one-channel method (%)
PMT-79	3,6	3,8	7,8	7,0
PMT-79	3,3	3,0	6,0	6,4
PMT-79	1,8	-	5,3	3,5
C31034 A (USA)	7,0	7,5	18,0	13,1

$$p_{1e} = 2\eta \frac{1}{4}(1 - \eta)$$

$$N_A = 2 \frac{1}{4}\eta(1 - \eta)M + \frac{1}{8}\eta^2 M$$

$$N_1 = \frac{1}{4}\eta_1(1 - \eta_2)M$$

$$p_{2e} = \frac{1}{8}\eta^2$$

$$N_B = \frac{1}{4}\eta(1 - \eta_x)M + \frac{1}{8}\eta\eta_x M$$

$$N_2 = \frac{1}{4}\eta_2(1 - \eta_1)M$$

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{2 - \frac{3}{2}\eta}{1 - \frac{1}{2}\eta_x}$$

$$N_c = \frac{1}{8}\eta_1\eta_2 M$$

Основные результаты

$$P_n = \frac{1}{\langle n \rangle + 1} \left(\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + 1} \right)^n \quad \langle R \rangle = \frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + 1}$$

$$W_k(n) = \frac{1}{n+1} \left(\frac{n}{n+1} \right)^k \quad R = \frac{n}{n+1}$$

$$U_k = \sum_{n=0}^{\infty} P_n W_k(n) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \frac{1}{n+1} \left(\frac{n}{n+1} \right)^k \quad \langle k \rangle = \sum_{k=0}^{\infty} k U_k = \langle n \rangle$$

$$U_0 = P_0 + \sum_{n=1}^{\infty} P_n \frac{1}{n+1}$$

$$U_0 = \langle \frac{1}{n+1} \rangle = -\frac{P_0}{\langle R \rangle} \ln(1 - \langle R \rangle) = \frac{P_0}{\langle R \rangle} \left(\langle R \rangle + \frac{\langle R \rangle^2}{2} + \dots \right) = P_0 + \frac{1}{2} P_1 + \dots$$

Учёт пропускания границы среды

$$\check{P}_n = \tau P_n \quad n \geq 1 \quad \text{and} \quad \check{P}_0 = (1 - \tau) + \tau P_0$$

$$U_k = \sum_{n=0}^{\infty} \tau P_n \frac{1}{n+1} \left(\frac{n}{n+1} \right)^k \quad k \geq 1$$

$$1 - \tau + \tau(1 - \beta) = 1 - \tau\beta \quad \tau\beta = \eta$$

$$U_k = \sum_{n=0}^{\infty} \eta P_n \frac{1}{n+1} \left(\frac{n}{n+1} \right)^k \quad k \geq 1$$