

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. M. Vasil'ev, I. A. Ivanyuk, G. N. Kozhevnikova,
L. Yu. Mochalova, N. E. Selivanenko, V. A. Fabrikant,
Problem of measuring the temperature using the noise
pyrometry method,
TVT, 1982, Volume 20, Issue 3, 558–564

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6386>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you
have read and agreed to these terms of use
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.168

April 20, 2025, 08:42:43



УДК 536.52.08

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕТОДОМ ШУМОВОЙ ПИРОМЕТРИИ

*Васильев А. М., Иванюк И. А., Кожевникова Г. Н.,
Мочалова Л. Ю., Селиваненко Н. Е., Фабрикант В. А.*

Рассматриваются особенности применения метода шумовой пирометрии, в основе которого лежит формула флуктуаций числа фотонов $\langle \Delta N^2 \rangle = \langle N \rangle (1 + \langle N \rangle)$. Приводятся описание и результаты прямого эксперимента, подтверждающего эту формулу в связи с особенностями ее применения. Указывается на ошибочность сделанного в [1] вывода о том, что метод шумовой пирометрии позволяет измерить действительную температуру объекта и не требует информации об излучательной способности объекта и свойствах промежуточной среды.

1. В последнее время широкое распространение получил метод шумовой пирометрии, в основе которого лежит формула, определяющая флуктуации числа фотонов

$$\langle \Delta N^2 \rangle = \langle N \rangle (1 + \langle N \rangle), \quad (1)$$

где по распределению Бозе — Эйнштейна

$$\langle N \rangle = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Насколько известно авторам данной работы, прямая экспериментальная проверка формулы (1) не проводилась. Формула не вызывает сомнений, однако некоторые обсуждаемые ниже особенности ее практического применения показывают, что такой эксперимент является целесообразным. В частности, не совсем правильное использование этой формулы в [1] привело к ошибочному выводу, что измерение действительной температуры объекта методом шумовой пирометрии не требует информации об излучательной способности объекта и свойствах промежуточной среды. Это можно показать, рассматривая теоретические основы и экспериментальное подтверждение¹ формулы (1). Предварительно изложим суть работы [1].

В применении (1) к излучению абсолютно черного тела для флуктуации числа фотонов, пересекающих единичную площадку, получается

$$W_f[N] = \langle \Delta N^2 \rangle = \left\{ 2\pi \frac{\nu^2}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \right\} \left[\frac{1}{1 - e^{-h\nu/kT}} \right]. \quad (2)$$

Эта величина является спектром Винера [2] потока фотонов. Первый множитель представляет собой планковское распределение плотности потока фотонов, а второй учитывает корреляцию эмиссии фотонов. Для тела с температурой T , испускающего поток фотонов, которые регистрируются приемником излучения без собственных шумов, с учетом излучательной способности объекта ε_ν , пропускания среды τ_ν , квантового выхода приемника $\eta(\nu)$ и других параметров спектр Винера имеет вид

$$W_f = \left[4\pi \frac{\nu^2}{c^2} KM^2 \right] \varepsilon_\nu \tau_\nu \eta(\nu) \langle N(\nu) \rangle B_0(\nu, T), \quad (3)$$

¹ Опыт проведен в 1973 г. В. А. Фабрикантом и А. М. Васильевым с целью прямого экспериментального подтверждения формулы (1). Публикация результатов задержана в связи с невысокой относительной точностью измерений.

где K — коэффициент, зависящий от показателя визирования пирометра и диаметра его входного зрачка; M — коэффициент усиления применяемого приемника излучения и по [1]

$$B_0(\nu, T) = \frac{1}{1 - e^{-h\nu/kT}} = 1 + \langle N \rangle. \quad (4)$$

Возникающая при этом среднеквадратичная сила тока шума

$$\sqrt{\langle I_{ш}^2 \rangle} = \sqrt{4\pi \frac{\nu^2}{c^2} e^2 \langle N(\nu) \rangle B_0(\nu, T) \epsilon_\nu \tau_\nu \eta(\nu) K \Delta f M}, \quad (5)$$

где Δf — ширина частотной полосы, в которой измеряется шум.

Среднее значение фототока приемника, вызванного измеряемым потоком фотонов, имеет вид

$$\langle I_c \rangle = 2\pi \frac{\nu^2}{c^2} e \langle N(\nu) \rangle \epsilon_\nu \tau_\nu \eta(\nu) K M. \quad (6)$$

Из (5) и (6) получается

$$B_0(\nu, T) = \langle I_{ш}^2 \rangle / 2e \langle I_c \rangle \Delta f M.$$

В результате, утверждается в [1], влияние таких величин, как ϵ_ν и τ_ν исключается, что позволяет однозначно определить величину $B_0(\nu, T)$, а следовательно, и действительную температуру объекта без априорных знаний о его свойствах и свойствах пропускающей среды. Однако этот вывод ошибочен. Такие величины, как ϵ_ν , τ_ν , $\eta(\nu)$, должны быть учтены в члене $B_0(\nu, T) = 1 + \langle N \rangle$.

2. Теоретическое обоснование вытекает из теории фотоотсчетов, изложенной в [3]. При полуклассическом рассмотрении, когда электромагнитное излучение описывается классически, а электрон — квантовым методом, основной характеристикой фотоэффекта является вероятность появления фотоэлектрона в интервале времени dt . Эта вероятность пропорциональна интенсивности света J

$$p_0 dt = \xi J dt,$$

где ξ — коэффициент пропорциональности.

В квазиклассической теории фотоотсчетов учитывается, что интенсивность является случайной функцией времени. Если E — напряженность электрического поля в световой волне, то для теплового излучения она может рассматриваться как случайная функция времени, подчиняющаяся нормальному закону распределения. Это следует из того, что результирующая напряженность есть сумма большого числа независимых случайных составляющих (центральная предельная теорема теории вероятности).

Таким образом, для вероятности того, что компонента напряженности E_x заключена в интервале от E_x до $E_x + dE_x$, получим

$$p(E_x) dE_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi E_{0x}^2}} e^{-E_x^2/2E_{0x}^2} dE_x, \quad (7)$$

где E_{0x} — среднеквадратичное значение напряженности.

Аналогичное распределение имеет место и для компоненты E_y . Вместо E_x и E_y можно ввести переменные J — интенсивность и φ — угол между направлением вектора E и осью x , так что

$$J = \gamma(E_x^2 + E_y^2), \quad \text{tg } \varphi = E_y/E_x.$$

При переходе к новым переменным

$$p_1(E_x, E_y) dE_x dE_y = \frac{1}{2\pi E_0^2} e^{-(E_x^2 + E_y^2)/2E_0^2} dE_x dE_y =$$

$$= \frac{1}{\pi J_0 / \gamma} e^{-J/J_0} \frac{dJ}{2\gamma} d\varphi, \quad (8)$$

где J_0 — среднее значение интенсивности.

Интегрируя найденное распределение по всем значениям угла от нуля до 2π , приходим к экспоненциальному распределению для интенсивности

$$p_2(J) dJ = e^{-J/J_0} \frac{dJ}{J_0}. \quad (9)$$

Такое распределение справедливо и для теплового излучения, прошедшего через селективный фильтр, т. е. известно, что нормальный процесс остается нормальным и после линейного преобразования. Величина J в этом случае — интенсивность после прохождения фильтра.

Если при упрощенном рассмотрении вопроса принять, что Δt равно времени корреляции в случайном электромагнитном поле, то, с одной стороны, интенсивность можно считать постоянной в пределах Δt , а с другой, — принимающей независимые значения в соседних интервалах этой длительности.

Вероятность возникновения n фотоэлектронов за время Δt определяется распределением Пуассона

$$p_3(n) = \frac{(\langle n \rangle)^n}{n!} e^{-\langle n \rangle}, \quad (10)$$

где $\langle n \rangle = p_0 \Delta t$ — среднее по времени число фотоэлектронов.

Для среднего значения квадрата числа фотоэлектронов имеем

$$\langle n^2 \rangle = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle.$$

Поскольку $p_0 = \xi J$, необходимо с учетом

$$\begin{aligned} \langle J^n \rangle &= \int_0^{\infty} J^n p_2(J) dJ = \int_0^{\infty} J^n e^{-J/J_0} \frac{dJ}{J_0} = J_0^n \int_0^{\infty} \left(\frac{J}{J_0} \right)^n e^{-J/J_0} d\left(\frac{J}{J_0} \right) = \\ &= J_0^n \int_0^{\infty} x^n e^{-x} dx = n! J_0^n, \end{aligned}$$

усреднить также величины $\langle n \rangle$ и $\langle n^2 \rangle$ по интенсивности J

$$\langle n \rangle = \xi \langle J \rangle \Delta t = \xi J_0 \Delta t, \quad (11)$$

$$\langle n^2 \rangle = \xi^2 \langle J^2 \rangle \Delta t^2 + \xi \langle J \rangle \Delta t = 2\xi^2 J_0^2 \Delta t + \xi J_0 \Delta t. \quad (12)$$

В фотодетекторе существенны не все возникающие фотоэлектроны, а лишь те, которые дают вклад в фототок. Если через η' обозначить вероятность того, что возникший электрон принимает участие в создании тока, то все предыдущие выводы можно сохранить, но под p_0 понимать величину $p_0 = \eta' \xi J$.

Таким образом

$$\langle n \rangle = \Delta t \eta' \xi J_0,$$

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n^2 \rangle - (\langle n \rangle)^2 = \Delta t^2 \eta'^2 \xi^2 J_0^2 + \Delta t \eta' \xi J_0,$$

$$J_0 = \sum_k \hbar \omega_k \langle n_k \rangle, \quad (13)$$

где $\langle n_k \rangle$ — среднее число фотонов данной моды, излучаемых в единицу времени в направлении k ; k — волновой вектор, определяющий моду излучения, причем $k = \omega/c$.

Отождествляя длительность фотона (длительность дуга электромагнитных волн) с временем корреляции ($\tau = \Delta t$) и учитывая (13), получим

$$\langle n \rangle = \sum_{\mathbf{k}} \tau \eta' \xi \hbar \omega_{\mathbf{k}} \langle n_{\mathbf{k}} \rangle = \sum_{\mathbf{k}} \eta \tau \langle n_{\mathbf{k}} \rangle, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta n^2 \rangle &= \sum_{\mathbf{k}} \tau^2 \eta^2 (\langle n_{\mathbf{k}} \rangle)^2 + \sum_{\mathbf{k}} \tau \eta \langle n_{\mathbf{k}} \rangle = \\ &= \sum_{\mathbf{k}} \tau \eta \langle n_{\mathbf{k}} \rangle (1 + \eta \tau \langle n_{\mathbf{k}} \rangle), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\eta = \eta' \xi \hbar \omega_{\mathbf{k}}.$$

Из физического смысла выражения (14) η — квантовый выход, т. е. число фотоэлектронов в расчете на один фотон.

Если на пути света с интенсивностью J перед фотоприемником установить селективный фильтр с пропусканием α , то на фотоприемник попадет свет с интенсивностью $J' = \alpha J$. Тогда

$$\langle n \rangle = \sum_{\mathbf{k}} \alpha \eta \tau \langle n_{\mathbf{k}} \rangle,$$

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \sum_{\mathbf{k}} \tau \alpha \eta \langle n_{\mathbf{k}} \rangle (1 + \alpha \eta \tau \langle n_{\mathbf{k}} \rangle).$$

Если t — время регистрации фотоэлектронов, то они появятся вследствие воздействия фотонов из t/τ различных независимых интервалов длительности τ и потому

$$\langle n \rangle = \sum_{\mathbf{k}} \tau \alpha \eta \langle n_{\mathbf{k}} \rangle \frac{t}{\tau} = \sum_{\mathbf{k}} t \alpha \eta \langle n_{\mathbf{k}} \rangle, \quad (16)$$

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \sum_{\mathbf{k}} t \alpha \eta \langle n_{\mathbf{k}} \rangle (1 + \alpha \eta \tau \langle n_{\mathbf{k}} \rangle). \quad (17)$$

Если в (17) среднее число фотонов, испускаемых источником, представить в виде $\langle n_{\mathbf{k}} \rangle = \epsilon_{\mathbf{k}} \langle n_{\mathbf{k}}^* \rangle$, где $\epsilon_{\mathbf{k}}$ — спектральный коэффициент излучения источника, а $\langle n_{\mathbf{k}}^* \rangle$ — среднее число фотонов, испускаемых абсолютно черным телом, то, сопоставляя (3), (4) и (17), легко убедиться, что величина

$$B_0(\nu, T) = 1 + \langle N \rangle = (1 + \alpha \eta \tau \epsilon_{\mathbf{k}} \langle n_{\mathbf{k}}^* \rangle)$$

зависит от излучательной способности и свойств пропускания среды, а это противоречит выводам [1].

3. В упомянутом выше опыте получено прямое подтверждение справедливости формул (1) и (17). Идея опыта состояла в том, что, как следует из (17), при изменении интенсивности света, падающего на фотоприемник, отношение фототока к его флуктуациям зависит от способа изменения интенсивности света. Если интенсивность меняется за счет исключения некоторых слагаемых в сумме, например путем диафрагмирования пучка, то это приводит к одному результату, а если оно обусловлено изменением величины α , то к другому.

Это различие можно обнаружить экспериментально. Из формулы (17) следует, что дисперсия числа фотонов данного типа (фотонный шум) в тепловом излучении имеет вид

$$\langle \Delta n_{\mathbf{k}}^2 \rangle = t \langle n_{\mathbf{k}} \rangle (1 + \tau \langle n_{\mathbf{k}} \rangle).$$

В оптическом диапазоне длин волн составляющая дисперсии, равная $\langle n_k \rangle$, играет доминирующую роль. Ее можно назвать «квантовой» составляющей фотонного шума, так как она интерпретируется как результат случайного и независимого испускания квантов излучения. Вторая составляющая, равная $t\tau\langle n_k \rangle^2$, может быть названа «классической». Она существует при большом значении $\langle n_k \rangle$, т. е. для низких частот (радиодиапазон). Эта составляющая обусловлена эффектами корреляции в излучении и поглощении фотонов.

Наилучшие условия наблюдения второго члена реализуются, когда он сравним по величине с первым, т. е. при

$$\tau\langle n_k \rangle = 1. \quad (18)$$

По распределению Бозе — Эйнштейна

$$\tau\langle n_k \rangle = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (19)$$

Из (17) и (18)

$$\omega = \left(\frac{k}{h} \ln 2 \right) T. \quad (20)$$

При $T=2500$ К длина волны λ из (19) получается равной 8,3 мкм, т. е. находится в инфракрасном диапазоне. Если использовать солнечное излучение ($T=5800$ К), то оптимальная длина волны $\lambda=3,5$ мкм. В случае применения кремниевое фотоэлемента, чувствительного на длинах волн до 1 мкм, относительная величина классического члена составляет 10% ($\tau\langle n_k \rangle=0,1$) от квантового и вполне доступна для измерения.

Эксперимент проводился следующим образом. Из солнечного спектра с помощью стеклянных фильтров выделялась область $\sim 0,8-1,0$ мкм. Крайним длинам волн этого интервала соответствуют значения классического члена, равные соответственно 5,1 и 10% от основного квантового. С помощью линзы излучение фокусировалось на фотоэлементе, и путем диафрагмирования подбиралась подходящая интенсивность. Измерялся ток фотоэлемента, позволяющий судить о среднем числе фотонов, поступающих на него, и соответствующее значение шума.

Затем перед фотоэлементом устанавливался частично пропускающий нейтральный фильтр, а с помощью диафрагмы восстанавливалась прежняя величина тока фотоэлемента. Значение шума в этом случае оказывалось другим. Действительно, спектральная плотность фотонного шума в области радиочастот может быть записана в виде [4]

$$S(f) = 2 \sum_k \langle n_k \rangle (1 + \tau\langle n_k \rangle),$$

где $\langle n_k \rangle$ — среднее число фотонов, поступающих на фотоэлемент в единицу времени.

При диафрагмировании из суммы исключаются члены, соответствующие некоторым значениям k , но относительная величина классического и квантового членов сохраняет свое значение. Если же интенсивность исходного пучка меняется за счет частично пропускающего фильтра, то при этом сохраняются все члены суммы, но уменьшается значение $\langle n_k \rangle$, что приводит к уменьшению относительной доли классического члена по сравнению с квантовым. Равенство токов означает, что значение суммы

$\sum_k \langle n_k \rangle$ в обоих случаях одинаково, поэтому разница в величине шума

обусловлена эффектом корреляции.

Если освещенный фотоэлемент работает в фотовольтаическом режиме,

то шум на его выходе обусловлен дробовым эффектом и генерацией-рекомбинацией. Спектральная плотность дробового шума на частотах, малых по сравнению с $1/\theta$, где θ — постоянная времени, характеризующая инерционность фотозлемента, определится выражением [4]

$$S_I = 4qI,$$

где I — ток фотозлемента. Можно показать, что с хорошей точностью спектральная плотность генерационно-рекомбинационного шума может быть представлена в виде

$$S_r = 2qI + 2qI\tau\bar{n},$$

где \bar{n} — значение $\langle n_k \rangle$, соответствующее некоторому среднему по выбранному интервалу частот значению. Второе слагаемое вызвано эффектом корреляции.

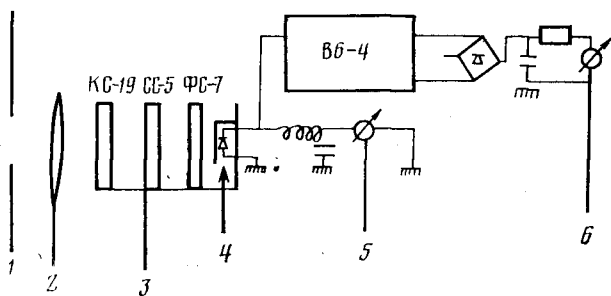


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Если с помощью радиочастотного фильтра с выхода фотозлемента пропускаются шумы в полосе частот Δf , которая лежит в области частот, значительно меньших $1/\theta$, но значительно больших, чем те, на которых заметно проявляются избыточные шумы, то среднее квадратичное значение шумового тока определится соотношением

$$I_{\text{ш.р.нв}} = \sqrt{6qI + 2qI\tau\bar{n}} \approx \sqrt{6qI} (1 + \tau\bar{n}/6)$$

при $\tau\bar{n} = 0,05 - 0,1$. Таким образом, корреляционный шум должен составить 1–2% от полного шума на выходе. При использовании нейтрального фильтра, ослабляющего \bar{n} в пять раз, разница в двух измерениях составит $1/5$ от корреляционного шума.

Принципиальная схема использованной установки приведена на рис. 1. Солнечное излучение через диафрагму 1 и линзу 2 поступает на стеклянные фильтры 3. Зависимость пропускания фильтров от длины волны при наличии нейтрального в используемой области спектра стекла СС-5 (сплошная кривая) и без него (пунктир) представлена на рис. 2. Среднее ослабление света стеклом СС-5, измеренное по уменьшению тока фотозлемента, оказалось равным пяти.

Кремниевый фотозлеме 4 (рис. 1) площадью $10 \times 15 \text{ мм}^2$ обладает коэффициентом собирания (квантовым выходом), показанным на рис. 3. Видно, что в основном диапазоне длин волн относительная роль рекомбинации мала. Постоянный ток фотозлемента проходит через контур и измерительный прибор М-95 со шкалой 10 мА (поз. 5 на рис. 1). Величина тока устанавливается с помощью диафрагмы в диапазоне 5–10 мА.

Колебательный контур состоит из катушки, намотанной на ферритовом сердечнике, и емкости самого фотозлемента. Его сопротивление на резонансной частоте 2,3 кОм. Напряжение шума с контура подавалось на вход усилителя В6-4, настроенного на резонансную частоту контура. Полоса пропускания В6-4 шире, чем у контура. На выходе усилителя установлен детекторный мост, нагруженный на большую емкость и выходной прибор М-95 (шкала 100 мА). Постоянная времени цепи выходного прибора порядка 20 с. Нелинейность усилительного тракта проверялась по зависимости показания выходного прибора от \sqrt{I} (см. рис. 4). В использованной области токов характеристика линейна.

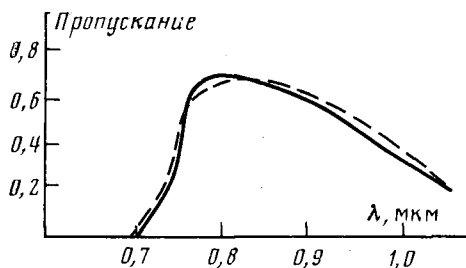


Рис. 2

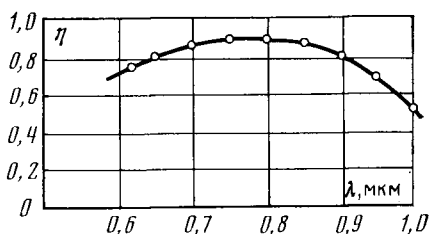


Рис. 3

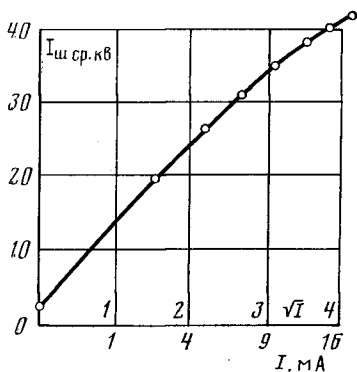


Рис. 4

Рис. 2. Зависимость пропускания фильтров от длины волны

Рис. 3. Зависимость квантового выхода кремниевого фотоэлемента от длины волны

Рис. 4. Зависимость среднеквадратичного значения шумового тока от тока фотоэлемента

Так как установка не оборудована следящей системой, изображение Солнца на фотоэлементе постепенно перемещалось, и его необходимо было время от времени корректировать вручную. Измерения осложнялись, и их точность в значительной степени определялась флуктуациями интенсивности падающего на фотоэлемент излучения, вызванными влиянием атмосферы. Эти флуктуации составляли в ясные дни не более 1% по показаниям прибора, контролирующего ток фотоэлемента. Быстрые флуктуации сглаживались из-за большой постоянной времени выходной цепи, а медленные изменения интенсивности постоянно компенсировались диафрагмой, так что ток фотоэлемента все время поддерживался постоянным. Влияние перемещения пятна из-за неоднородности поверхности фотоэлемента было настолько малым, что систематических изменений показаний при его перемещении не наблюдалось.

Измеренное значение корреляционного члена составило $1,5 \pm 0,5\%$ от полного шума с достоверностью 0,95. Если принять $\tau \bar{n} = 0,08$, то расчетное значение 1,3%.

Проведены также измерения с лампой накаливания ($T=3000$ К), когда корреляционный член дает пренебрежимо малый вклад в выходной эффект ($<0,2\%$). Никаких изменений шума при установке фильтра СС-5 не замечено.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
21.VII. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Фуртак С. П. О принципиальной возможности измерения действительной температуры объектов методами шумовой пирометрии.— ТВТ, 1980, т. 18, № 4, с. 834.
2. Шоль Ж. и др. Приемники инфракрасного излучения. М.: Мир, 1969.
3. Клаудер Дж., Сударшан Э. Основы квантовой оптики. М.: Мир, 1970.
4. Ван дер Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках. М.: ИЛ, 1961.