

Градуировка фотоэмиссионного пирометра без использования эталонных температурных излучателей

Е. А. ВЯЗОВА¹, К. Н. КАСПАРОВ¹, Н. С. МЕТЕЛЬСКАЯ², О. Г. ПЕНЯЗЬКОВ¹

¹ Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: viazava.kate@gmail.com

² Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Рассмотрена возможность градуировки фотоэмиссионного пирометра без использования эталонного температурного излучателя. Показана правомерность такой градуировки, поскольку согласуются расчётная и полученная с применением ленточной температурной лампы градуировочные кривые.

Ключевые слова: фотоэмиссионные измерения температуры, градуировка, фотоэмиссия первого динода фотоэлектронного устройства.

The possibility of photoemission pyrometer calibrating without using standard temperature radiator is considered. Such calibrating is valid and the calculated calibration curve is well coinciding with the calibration curve obtained using tungsten ribbon lamp.

Key words: photoemission temperature measurements, calibration, first dynode photoemission of PMT.

Фотоэмиссионный метод измерения температуры основан на зависимости распределения фотоэлектронов внешнего фотоэффекта по энергетическим уровням от распределения энергии в спектре излучения нагретого тела. Существует соответствие смещений максимумов спектра излучения нагретого тела в коротковолновую область (смещения Вина) при увеличении температуры и максвелловского распределения фотоэлектронов по энергетическим уровням в сторону больших значений [1, 2]. Это позволяет измерять температуру по указанному изменению распределения фотоэлектронов. Хроматическую абберацию (следствие разброса фотоэлектронов по энергиям) в электронно-лучевых приборах стремятся уменьшить. Однако в данном случае желательно её максимально увеличить конструктивно-технологическими и режимными методами.

В фотоэмиссионном методе сигнал фотоэлектронного устройства (ФЭУ) измеряется в двух спектральных областях путём модуляции не светового, а электронного потока, что легко осуществляется на частоте 1 МГц. Так можно измерять цветовую температуру быстропротекающих процессов с временным разрешением 1 мкс. При этом измеренная данным методом температура близка к истинной температуре, так как слабо зависит только от излучательной способности объекта и определяется одновременно двумя характеристиками поверхности объекта: излучательной способности ϵ и селективностью $d\epsilon/d\lambda$. Чем больше ϵ и меньше $d\epsilon/d\lambda$, тем меньше методическая погрешность ΔT измерения температуры. Теоретические основы метода и его экспериментальное и метрологическое подтверждения приведены в [1, 2].

Фотоэмиссионный метод оптической пирометрии является одним из методов пирометрии спектрального распределения. Температура определяется по тождественности спектрального распределения в потоках теплового излучения эталона (абсолютно чёрного тела (АЧТ) или температур-

ной лампы) и объекта в двух широких спектральных областях. Первая $\lambda_{\min} - \lambda_{\max}$ — вся область спектральной чувствительности ФЭУ, вторая — $\lambda_{\min} - \lambda_T$ — часть этой области, лимитированная со стороны длинных волн значением $\lambda_T < \lambda_{\max}$, которое в условиях ограничения фототока тормозящим модулирующим потенциалом становится «красной границей» фотокатода. Тормозящий потенциал U_T в прикатодной области отсекает низкоэнергетические электроны, эмитированные длинноволновым излучением объекта. Таким образом, регистрируются фототоки, соответствующие двум спектральным областям излучения, и поэтому измеренная «псевдо-температура» является цветовой температурой, а также интегральной цветовой температурой, поскольку спектральные интервалы широкие [3].

Тормозящее поле в катодной камере создаётся на время отрицательного полупериода при модуляции электронного потока прямоугольными импульсами отрицательной относительно фотокатода полярности. Процесс измерения температуры сводится к регистрации двухуровневой осциллограммы $U(t)$ исследуемого процесса (рис. 1, врезка), когда в течение одного периода напряжения на модулирующем электроде (модуляторе) сначала равно напряжению на фотокатоде ($U_T = 0$), а затем уменьшается ($U_T < 0$). По отношению k уровней этого сигнала (или коэффициенту модуляции) вычисляют значение k_i в каждом периоде с номером i . Совокупность отношений уровней промодулированного сигнала $\bar{k}(T)$, которые получают при разных температурах T по эталонному температурному излучателю, позволяет построить градуировочную кривую прибора $k(T) = (\sum k_i)/n$, где n — число регистрируемых периодов. По градуировочной кривой $k(T)$ и регистрируемой в исследуемом тепловом процессе функции $k(t)$ определяется динамика температуры $T(t)$ данного процесса.

Дисперсия фотоэлектронов по энергетическим уровням более эффективна в ускоряющем поле одиночной электростатической линзы, которое может создаваться в фотоумножителях некоторых типов (например, ФЭУ-175) подачей соответствующих напряжений на управляющие электроды катодной камеры [1]. Аналитическая температурная зависимость коэффициента модуляции имеет вид

$$k(T) = i_0 / i_T = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda, T) S_0(\lambda, U_T) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda, T) S_T(\lambda, U_T) d\lambda}, \quad (1)$$

где i_0 , i_T — силы тока при отсутствии тормозящего поля и поданном тормозящем напряжении U_T , соответственно; $I(\lambda, T)$ — функция Планка; $S_0(\lambda, U_T)$, $S_T(\lambda, U_T)$ — спектральные характеристики ФЭУ, соответственно, без тормозящего поля в области $(\lambda_{\min}; \lambda_{\max})$, $U_T = 0$ и при поданном тормозящем напряжении $U_T < 0$, длинноволновая граница $\lambda_T < \lambda_{\max}$ определяется областью существования функции $S_T(\lambda, U_T)$.

Специфика зависимости $k(T)$, описываемая формулой (1), позволяет градуировать фотоэмиссионный пирометр без использования эталонных температурных излучателей. Эту зависимость, т. е. градуировочную кривую пирометра для входящих в функцию Планка температур можно получить при учёте только спектральных характеристик ФЭУ $S_0(\lambda, U_T)$, $S_T(\lambda, U_T)$. При такой градуировке исключаются погрешности, обусловленные отклонением от необходимых условий работы с эталонами. В этом случае погрешности градуировки на основе спектральных характеристик ФЭУ зависят от метрологического обеспечения получения этих характеристик.

Авторами данной статьи были получены спектральные характеристики ФЭУ-114 (см. рис. 1), имеющего мультищелочный (Sb-Na-K-Cs) фотокатод, при использовании дифракционного монохроматора МДР-23 и постоянной полуширины монохроматических световых потоков 5,2 нм. На основании этих характеристик по (1) была рассчитана градуировочная кривая (рис. 2, кривая 1). В этом же интервале температур с применением ленточной температурной лампы СИРШ8-200уII была получена экспериментальная градуировочная кривая (рис. 2, кривая 2). Кривые 3, 4 на рис. 2 соответствуют кривым 1, 2, но построены в координатах $\ln k (T^{-1})$. Линейность характеристики, описываемой кривой 4, в интервале 1600—2820 К подтверждает, что измеренная в этом диапазоне температура является цветовой [4]. Расчётная градуировочная кривая 1 согласуется с градуировочной кривой 2, полученной по эталонному температурному излучателю для температур более 1600 К. Несовпадение этих кривых в области температур ниже 1600 К, а именно уменьшение коэффициента k , является следствием высоких значений промодулированного уровня сигнала. Причина этого — неуправляемый ток первого динода. Его происхождение — фотоэмиссия, а также вторичная эмиссия с первого динода, вызванная испусканием фотоэлектронов с поверхностей катодной камеры, которые в ускоряющих полях модулятора ($U = -0,6$ В) и первого динода ($U = 80$ В) могут попадать на первый динод (обратный ток) [1]. Возникновение обратного тока и его влияние на тормозные вольт-амперные характеристики при исследовании эмиссионных свойств металлов и полупроводников рассмотрены в [5, 6].

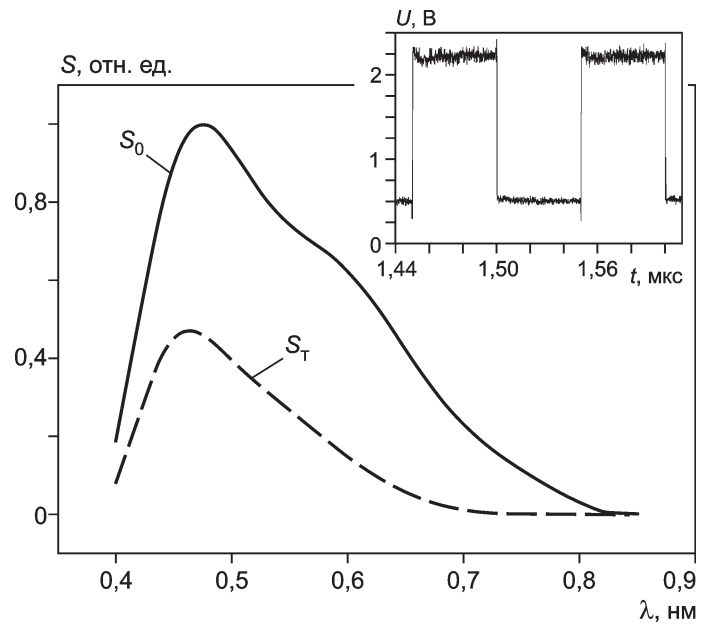


Рис. 1. Относительные спектральные характеристики ФЭУ-114 при отсутствии тормозящего напряжения (S_0) и с тормозящим напряжением $U_T = -0,6$ В (S_T) при напряжении питания 1350 В; на врезке — промодулированный сигнал на аноде ФЭУ-114

Для проверки влияния неуправляемого тока с первого динода ФЭУ пирометр проградуирован по длинам волн $k(\lambda)$ при освещении фотокатода монохроматическими световыми потоками. Это позволяет узнать, как действует тормозящее поле на электроны разных энергетических уровней (рис. 3). Кривые 1, 2 представляют спектральные зависимости немодулированного и модулированного уровней сигналов, соответственно, при постоянной ширине щелей (0,16 мм) призматического монохроматора М4QIII в условиях освещения фотокатода коллимированным световым потоком. При $\lambda = 760$ нм градуировочная кривая 3 имеет резкий максимум, за которым следует почти линейный спад до нуля при $\lambda = 840$ нм. Это объясняется тем, что сила незапираемого начального тока при $\lambda > 760$ нм уменьшается быстрее, чем

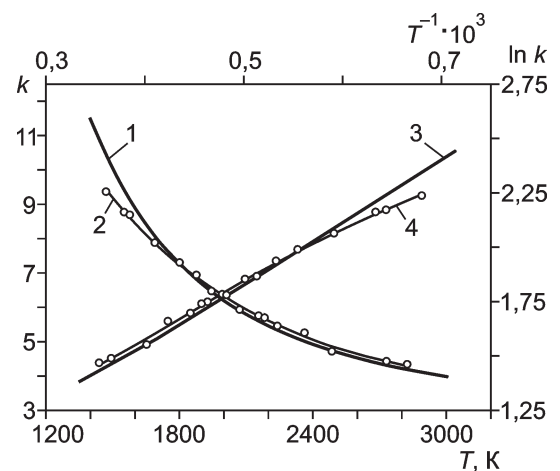


Рис. 2. Рассчитанная (1) и полученная с использованием эталона (2) градуировочные характеристики ФЭУ-114 и их преобразование в координатах $\ln k (T^{-1})$ — 3, 4, соответственно

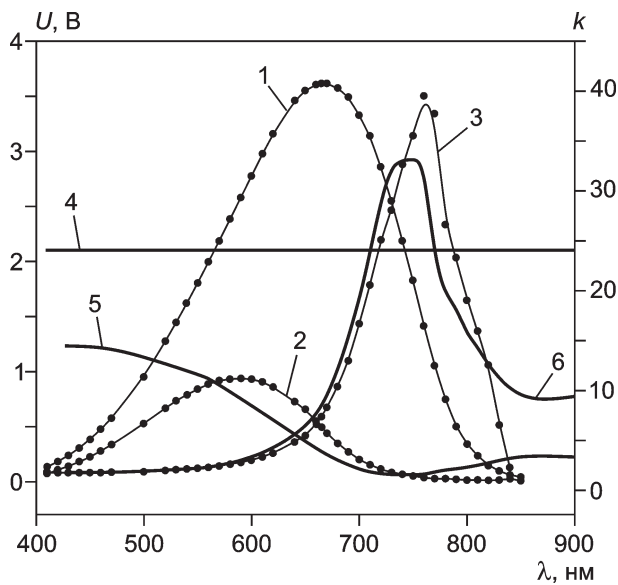


Рис. 3. Спектральные зависимости немодулированного (1) и модулированного (2) сигналов пирометра, коэффициента модуляции $k(\lambda)$ (3) при освещении коллимированным световым потоком; немодулированного (4) и модулированного (5) сигналов пирометра и коэффициента модуляции $k(\lambda)$ (6) при освещении неколлимированным световым потоком

сила тока, ограниченного тормозящим потенциалом. Данный факт можно проверить при освещении фотокатода неколлимированным световым потоком (добавляется эмиссия с поверхностей катодной камеры) в условиях постоянного уровня начального немодулированного сигнала. Кривые 4, 5 — немодулированный и модулированный уровни сигналов ФЭУ, полученные при освещении фотокатода неколлимированным светом. Уровень немодулированного сигнала поддерживался постоянным (около 2,1 В) за счёт изменения ширины щелей монохроматора. По кривым 4, 5 построена соответствующая им кривая 6 коэффициента модуляции, которая также имеет максимум при $\lambda \approx 760$ нм. При увеличении длины волны коэффициент модуляции k тоже резко

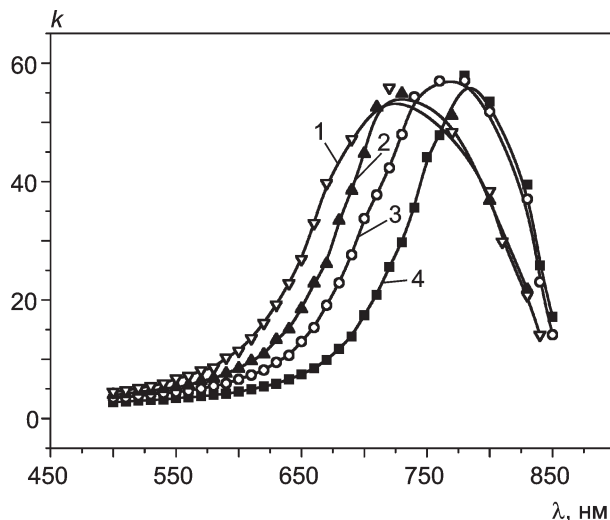


Рис. 4. Градуировки по длинам волн $k(\lambda)$ пирометра при тормозящих напряжениях $-0,8$ В (1); $-0,7$ В (2); $-0,6$ В (3); $-0,5$ В (4)

уменьшается, поскольку при $\lambda \geq 760$ нм ток фотокатода полностью запирается тормозящим полем. Влияние незапираемого тока проявляется более явно: модулированный сигнал пирометра увеличивается в области $\lambda \geq 840$ нм, где у мультищелочного катода нет эмиссии электронов. Увеличение силы незапертого тока объясняется главным образом эмиссией с первого динода, её источником являются атомы цезия. Работа выхода цезия на никеле равняется 1,37 эВ, что на 0,11 эВ меньше выхода на мультищелочном катоде и соответствует «красной границе» 900 нм [7]. При прямых измерениях также регистрируется максимум фототока при $\lambda \geq 800$ нм [1, стр. 9–14].

Аналогичные изменения коэффициента модуляции k наблюдаются также при различных тормозящих напряжениях (рис. 4). Следовательно, рассчитанную градуировочную кривую $k(T)$, полученную без эталонных температурных излучателей, можно использовать в данных условиях эксперимента только при измерениях высоких (более 1600 К) температур. Для области более низких температур при вычислении градуировочной кривой необходимо учитывать эталонные градуировочные характеристики. Значения низких температур, измеренных по эталонной градуировочной зависимости (см. рис. 2, кривая 2), содержат меньшую методическую погрешность ΔT , чем полученные по расчётной градуировочной зависимости (см. рис. 2, кривая 1), так как с уменьшением k требуется меньшее изменение ΔT измеренной температуры T , чтобы она равнялась температуре АЧТ:

$$k(T) = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda, T_{\text{ф}}) S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda, T_{\text{ф}}) S(\lambda) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda, T_{\text{ф}}) S(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\text{эфф}}} I(\lambda, T - \Delta T) S(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) d\lambda}, \quad (2)$$

где $T_{\text{ф}}$ — «фотоэмиссионная» температура АЧТ; $\lambda_{\text{эфф}}$ — эффективная длина волны, определяемая по левой части уравнения (2) для заданного значения k ; ΔT — методическая погрешность, вычисляемая по правой части уравнения (2) для реального тела и данных $\lambda_{\text{эфф}}$, k ; $\varepsilon(\lambda, T)$ — излучательная способность объекта.

Кроме неуправляемого тока причиной уменьшения коэффициента модуляции в диапазоне низких температур при градуировке по эталону может быть погрешность измерений спектральных характеристик ФЭУ, главным образом $S_{\text{т}}(\lambda, U_{\text{т}})$, в области длинных волн вследствие малости измеряемых сигналов. Вклад в погрешность измерения спектральных характеристик $S_0(\lambda, U_{\text{т}})$, $S_{\text{т}}(\lambda, U_{\text{т}})$ вносит и погрешность измерения световых потоков по проградуированному эталонному фотодиоду.

Таким образом, применение этого метода избавляет от градуировки при передаче температурной шкалы от эталона к прибору. Однако необходимо соблюдать требования к точности измерений спектральных характеристик ФЭУ при тормозящем напряжении и при его отсутствии. Эти требования определяются конструкцией, технологией изготовления ФЭУ и электростатическими полями, создающими дисперсию электронов по энергетическим уровням. От этого зависит низкотемпературная граница применимости данного метода.

Литература

1. Каспаров К. Н. Фотоэмиссионный анализ оптического излучения. Минск: Беларуская навука, 2011.

2. Kasparov K. N., Ivlev G. D., Belaziorava L. I., Mironov V. N., Penyazkov O. G. High temperature measurement in fast phenomena by spectrometry of photoelectrons // High Temperatures-High Pressures. 2012. V. 41. No. 5. P. 325—340.

3. Краснов К. В., Осипов Г. И., Ростовцева В. В. Метод определения температуры широкополосным оптическим пирометром спектрального отношения // Измерительная техника. 1987. № 3. С. 10—12.

4. Свет Д. Я. Оптические методы измерения истинных температур. М.: Наука, 1982.

5. Лукирский П. И. О фотоэффекте. Л.; М.: Гостехтеоретиздат, 1933.

6. Арсеньева-Гейль А. Н. Внешний фотоэффект с полупроводников и диэлектриков. М.: Гостехтеоретиздат, 1957.

7. Физические величины: справочник / Под ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е. З. М.: Энергоатомиздат, 1991.

Дата принятия: 26.10.2016.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

621.317.321

Воспроизведение вольты на основе переходов Джозефсона СИС- и СНС-типа

А. С. КАТКОВ, В. Э. ЛОВЦЮС, А. И. БЫКОВ, В. И. ШЕВЦОВ, Г. В. НОВОДЕРЕЖКИН

Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева, С.-Петербург, Россия, e-mail: a.s.katkov@vniim.ru

Представлены результаты сравнения воспроизводимого постоянного напряжения при использовании аппаратуры на основе переходов Джозефсона СИС- и СНС-типа. Полученная разность воспроизводимых напряжений в диапазоне от $1 \cdot 10^{-3}$ —10 В не превысила 0,5 нВ.

Ключевые слова: эффект Джозефсона, джозефсоновские микросхемы, воспроизведение напряжения, сравнения эталонов вольты.

The results of dc voltage comparison reproduced by apparatus based on SIS and SNS type Josephson junctions are presented. The resulting difference of reproducible voltages in the range from 1 mV to 10 V is not exceeded 0,5 nV.

Key words: Josephson effect, Josephson arrays, voltage reproduction, comparisons of voltage standards.

Внедрение эффекта Джозефсона для воспроизведения единицы электрического напряжения в РФ началось с применения так называемых точечных ниобиевых контактов [1], которые были прообразом современных переходов Джозефсона СНС-типа (сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник). Вольт-амперная характеристика (ВАХ) контакта позволяла изменять воспроизводимое напряжение в диапазоне 0—1,5 мВ (100 ступенек при частоте облучения 8 ГГц) за счёт регулировки протекающего через переход тока. Развитие технологии определило создание переходов СИС-типа (сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник), основное преимущество которых заключалось в воспроизведении напряжения при нулевом токе через переход. Это снизило требования к разбросу параметров переходов при их последовательном соединении, что в итоге привело к возможности создания джозефсоновских микросхем с выходным напряжением 1 В, а позже и 10 В. При этом ВАХ переходов СИС-типа является многозначной, что затрудняет установление воспроизводимого напряжения заданного значе-

ния и не позволяет получать стабильное во времени напряжение ввиду спонтанных перескоков с одного квантового уровня на другой. Дальнейший технологический прогресс позволил снизить разброс параметров переходов, поэтому цепочки из переходов СНС-типа стали конкурировать с переходами СИС-типа. Преимуществом первых является стабильность выходного напряжения и большая помехоустойчивость в результате более широкой (до 100 раз) квантовой ступени. Ещё одно преимущество переходов СНС-типа — однозначность ВАХ, что даёт возможность формировать заданную последовательность квантовых уровней напряжения или реализовывать квантовое цифроаналоговое преобразование (ЦАП). В связи с тем, что ЦАП связано с необходимостью использования программных средств управления, такие микросхемы называют программируемыми. Аппаратура на основе микросхемы СИС-типа (производство Германии, РТВ) функционирует во ВНИИМ с 1999 г. и утверждена в качестве Государственного первичного эталона единицы электрического напряжения ГЭТ 13—01. Точностные характеристики