

УДК 536.521.082.52

Неуправляемый ток фотоэлектронного умножителя при фотоэмиссионном анализе излучения

Вязова Е.А., Каспаров К.Н., Пенязьков О.Г.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск, Беларусь

Поступила 04.05.2016

Принята к печати 04.08.2016

В основе фотоэмиссионного анализа излучения лежит зависимость энергии фотоэлектрона от энергии фотона. В фотоэмиссионных измерениях, кроме тока фотокатода, всегда присутствует обратный ток с коллектора электронов на фотокатод в двухэлектродных датчиках. Существуют различные способы устранения обратного и неуправляемого токов или уменьшения их влияния. Конструктивный способ основан на создании такой электронно-оптической системы фотоэлектронного прибора, которая являлась бы энергоанализатором фотоэлектронов. Второй способ – технологический. Он требует изготовления фотокатода и диодной системы в различных вакуумных камерах с последующим их соединением в единый прибор в вакуумной среде без экспозиции на атмосферу, но этот метод является весьма трудоемким и связан с изготовлением сложного высоковакуумного оборудования. Цель данной работы состояла в том, чтобы определить влияние фотоэмиссии из катодной камеры и с первого диода фотоэлектронного умножителя на распределение по энергиям фотоэлектронов фотокатода. Для решения поставленной задачи авторами были получены градуировочные кривые для измерительного модуля пирометра ПИФ4/2 с ФЭУ-114 в качестве датчика при напряжении питания 1350 В и разных тормозящих напряжениях U_T . Показано влияние засветки на значение коэффициента модуляции по температуре $k(T)$ и длинам волн $k(\lambda)$. При измерении температур это влияние проявляется в том, что при температурах ниже 1400 К нарушается линейная зависимость $\ln k$ от T^{-1} , которая является необходимым следствием того, что измеряемая температура – интегральная цветовая. Однако данную градуировочную кривую можно использовать для измерения низких температур в случае, если условия градуировки и измерения температуры объекта одинаковы. При градуировке по длинам волн кривая $k(\lambda)$ при $\lambda > 760$ нм делается двузначной, что не позволяет идентифицировать этим методом монохроматическое излучение и вносит погрешность в измерение температуры. Таким образом, явление обратного тока следует учитывать при освещении ФЭУ, работающего в режиме сепарации фотоэлектронов по энергиям, как непрерывным, так и монохроматическим излучением.

Ключевые слова: фотоэлектронный умножитель, распределение фотоэлектронов фотокатода по энергиям, фототок с первого диода и катодной камеры фотоумножителя.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-195-202

Адрес для переписки:

Вязова Е.А.
Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск, Беларусь
e-mail: viazava.kate@gmail.com

Address for correspondence:

Viazava K.A.
A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of National Academy of
Science of Belarus,
P. Brovka str., 15, 220072, Minsk, Belarus
e-mail: viazava.kate@gmail.com

Для цитирования:

Вязова Е.А., Каспаров К.Н., Пенязьков О.Г.
Неуправляемый ток фотоэлектронного умножителя при фотоэмиссионном анализе излучения.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 195–202.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-196-202

For citation:

Viazava K.A., Kasparov K.N., Penyazkov O.G.
[Uncontrolled photomultiplier current in photoemission analysis].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 195–202 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-195-202

Uncontrolled photomultiplier current in photoemission analysis

Viazava K.A., Kasparov K.N., Penyazkov O.G.

*A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of National Academy of Science of Belarus,
P. Brovka str., 15, 220072, Minsk, Belarus*

Received 04.05.2016

Accepted for publication 04.08.2016

Abstract. The dependence of photon energy from energy of photoelectron is base of photoemission radiation analysis. In such photoemission measurements except current of photocathode is always exist a reverse current from the collector of electrons to the photocathode in two-electrode sensors. There are various ways of reverse and uncontrolled current eliminating or reducing their influence. The constructive method is based on creating an electron-optical system of photoelectronic device, which would be a photoelectron energy analyzer. The second method – technological. However, it requires the manufacture of the photocathode and the dynode system in different vacuum chamber with subsequent connection to a single device in vacuum environment without exposure to the atmosphere. The purpose of this article is to determinate the effect of photoemission from photocathode chamber and the first dynode of photomultiplier on energy distribution of the photoelectrons from photocathode. To solve this problem authors obtained calibration curves for measuring pyrometer module ПИФ 4/2 with ФЭУ-114 as a sensor at supply voltage 1350 V and different decelerating voltages. The effect of illumination on the value of modulation coefficient on temperature $k(T)$ and wavelength $k(\lambda)$ is shown. In temperature measurements, this effect is evident in fact that at temperatures below 1400 K linear dependence $\ln k - T^{-1}$ is broken. Still this linear dependence is a necessary consequence of the fact that the measured temperature is color temperature. However, this calibration curve can be used to measure low temperature if the target measurements condition and calibration conditions are identical. In wavelength calibration, curve $k(\lambda)$ at $\lambda > 760$ nm is two-valued, that doesn't allow to identify monochromatic radiation by this method and bring in errors in temperature measurements.

Keywords: photomultiplier, photocathode's photoelectrons energy distribution, first dynode and cathode camera of photomultiplier uncontrolled current.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-195-202

Адрес для переписки:

Вязова Е.А.
Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск, Беларусь
e-mail: viazava.kate@gmail.com

Address for correspondence:

Viazava K.A.
A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of National Academy of
Science of Belarus,
P. Brovka str., 15, 220072, Minsk, Belarus
e-mail: viazava.kate@gmail.com

Для цитирования:

Вязова Е.А., Каспаров К.Н., Пенязков О.Г.
Неуправляемый ток фотоэлектронного умножителя при фотоэмиссионном анализе излучения.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 195–202.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-196-202

For citation:

Viazava K.A., Kasparov K.N., Penyazkov O.G.
[Uncontrolled photomultiplier current in photoemission analysis].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 195–202 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-196-202

Введение

В основе фотоэмиссионного анализа излучения лежит зависимость энергии фотоэлектрона от энергии фотона. Решая обратную задачу, можно восстановить спектр излучения [1]. Методом прямых измерений можно идентифицировать монохроматическое излучение [1], измерять температуру [1, 2], определять константы ионизации органических соединений в растворах [3].

Эмитированные с фотокатода электроны распределены по энергиям по закону Максвелла с энергиями, зависящими от энергии фотона. Это является причиной хроматической aberrации, которую стремятся минимизировать во всех электронно-лучевых приборах. Например, при определении закономерностей структурной динамики вещества с высоким пространственно-временным разрешением при облучении фемтосекундными лазерными импульсами учитывалась величина хроматической aberrации [4]. В нашем случае она, напротив, является физической основой фотоэмиссионного анализа оптического излучения, а сплошной спектр фотоэлектронов – термометрическим веществом в фотоэмиссионном методе измерения температуры.

При измерении температуры модуляция тока фотоэлектронов отрицательными относительно фотокатода импульсами позволяет преобразовать регистрирующий фотоэлектронный прибор с областью спектральной чувствительности от λ_{min} до λ_0 (где λ_0 – «красная» граница фотокатода) в прибор с областью спектральной чувствительности от λ_{min} до λ_T (где $\lambda_T < \lambda_0$). Отношение сигналов, измеренных в этих областях, является функцией температуры спектрального отношения [1]. Аналогично преобразование твердотельного фотоприемника в датчик с двумя спектральными характеристиками в зависимости от режимов работы: в фотогальваническом или в фотодиодном, – позволяет измерять температуру спектрального отношения по двум широким спектральным интервалам в одной и той же спектральной области, но при разных значениях фототока [5].

В этих измерениях, кроме тока фотокатода, всегда присутствует обратный ток с коллектора электронов на фотокатод в двухэлектродных датчиках (фотоэлементах). Это явление было исследовано в классической работе П.И. Лукирского [6, с. 34, с. 18], где рассмотрено влияние на значение обратного тока рассеянного монохроматического излучения и приложенного напряжения.

Датчиком и одновременно анализатором излучения в наших измерениях является фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) [1, 2], работающий в режиме модуляции начальных скоростей фотоэлектронов в катодной камере фотоумножителя. В работе [3] это фотоэлемент. Подавая на модулятор ФЭУ или иной электрод, расположенный между фотокатодом и первым динодом, отрицательное относительно фотокатода напряжение, можно осуществлять сепарацию фотоэлектронов по энергиям. Этого же можно достичь в ускоряющем поле электростатической линзы, создаваемой тремя электродами в катодной камере ФЭУ [1]. В любом случае прошедшее через полупрозрачный фотокатод излучение освещает первый динод и может попадать на управляющие электроды. Технология изготовления ФЭУ такова, что при формировании фотокатода составляющие его элементы Sb, Na, K могут попадать на управляющие электроды, а Cs непременно оседает на всех электродах ФЭУ, в том числе и на первом диноде, делая их поверхность фоточувствительной в ближней ИК области, и создавать ток, которым уже нельзя управлять, подавая напряжение любой полярности на фокусирующие электроды. Для устранения этого применяют специальную операцию по отгонке паров цезия [7, 8].

Этот неуправляемый ток можно не учитывать при использовании ФЭУ в режиме детектирования излучения, но эмиссия не с фотокатода может давать существенный вклад в ток анода ФЭУ, когда ток фотокатода i_T ограничивается тормозящим полем или при измерении напряжения отсечки фототока, когда ток фотокатода полностью прекращается (запирается), а ток анода с увеличением запирающего напряжения даже увеличивается.

Существуют конструктивные и технологические способы устранения обратного и неуправляемого токов или уменьшения их влияния. Конструктивные способы – это поворот траекторий фотоэлектронов в катодной камере на 90° без изменения распределения фотоэлектронов по энергиям [1]. Технологические – это изготовление коллектора электронов (анода) в фотоэлементе из материала (например, калия) с высокой работой выхода [3]. Однако это требует разработки и выпуска фотоумножителей специальной конструкции или изготовление ФЭУ методом «переноса», т.е. изготовление фотокатода и динодной системы в различных вакуумных камерах с последующим их соединением в единый прибор в

вакуумной среде без экспозиции на атмосферу. Но этот метод является весьма трудоемким и связан с изготовлением сложного высоковакуумного оборудования, так как формирование фотокатода и герметизация прибора должны производиться в вакууме порядка 10^{-9} – 10^{-10} мм рт. ст. [9].

Цель нашей работы – показать, как неуправляемый ток влияет на энергетическое распределение электронов по спектру при фотоэмиссионном анализе излучения.

Эксперимент

Измерения выполнялись на измерительном модуле пирометра ПИФ4/2 с ФЭУ-114 в качестве датчика при напряжении питания 1350 В и разных тормозящих напряжениях U_T .

Температура объекта измерялась по зависимости коэффициента модуляции тока ФЭУ от температуры $k = f(T)|_{U_T = \text{const}}$, где k – отношение начального тока i_0 ($U_T = 0$) к току i_T , ограниченному постоянным тормозящим потенциалом U_T . Естественно, чем он больше, тем глубже модуляция тока, т.е. меньше фототок i_T , и тем больше k при постоянной температуре (рисунок 1).

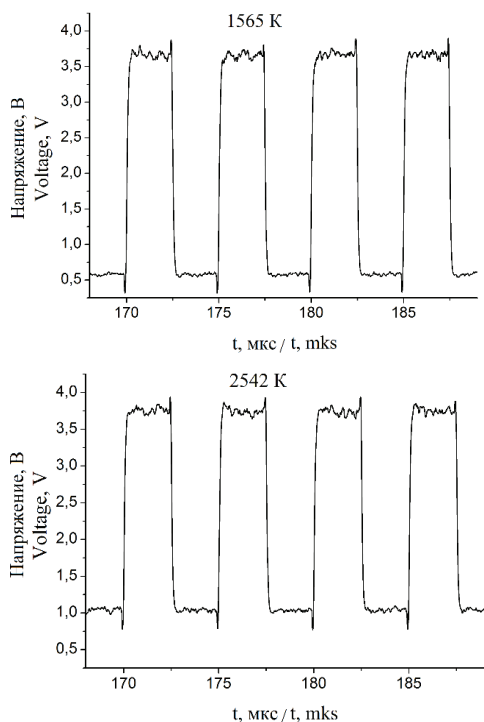


Рисунок 1 – Типичные осциллограммы модулированных сигналов на аноде ФЭУ-114 при температурах 1565 К и 2542 К

Figure 1 – Typical oscillograms of modulated anode signals of ФЭУ-114 at temperatures 1565 K and 2542 K

Градуировочные кривые пирометра ПИФ4/2, полученные нами при разных тормозящих напряжениях, представлены на рисунке 2.

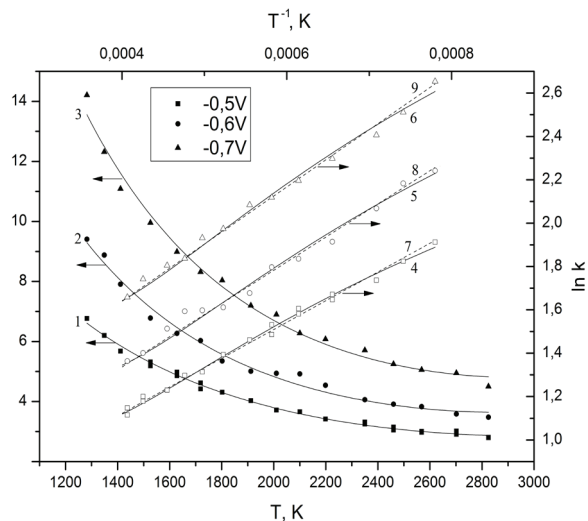


Рисунок 2 – Градуировочные кривые $k = f(T)$, полученные при тормозящих напряжениях $-0,5$ В; $-0,6$ В и $-0,7$ В (1, 2, 3), соответствующие им прямые 4, 5, 6, построенные в координатах $\ln k - T^{-1}$, и аппроксимирующие их прямые 7, 8, 9

Figure 2 – Calibration curves $k = f(T)$ obtained at decelerating voltage $-0,5$ V; $-0,6$ V and $-0,7$ V (1, 2, 3), corresponding straight lines 4, 5, 6, построенные в координатах $\ln k - T^{-1}$, and their approximating curves 7, 8, 9

Измеряемая температура – интегральная цветовая T_c , для которой в пределах применимости закона Вина градуировочная кривая $k = f(T)$, представленная в виде $\ln k = f(T^{-1})$, должна быть прямой [10]. Однако при низких температурах (≤ 1400 К) прямая $\ln k = f(T^{-1})$ идет выше экспериментальных значений. Это значит, что полученные нами при градуировке значения коэффициента модуляции k занижены, что соответствует завышению температуры.

Но это не значит, что этой градуировкой нельзя пользоваться для измерения температуры, если условия при градуировке и при измерении температуры объекта одинаковые. Отклонение градуировки $\ln k = f(T^{-1})$ (кривые 4, 5, 6) от аппроксимирующих эти кривые прямых 7, 8, 9 говорит о том, что в области низких температур температура отличается от цветовой. Это видно по отличию методической погрешности ΔT при низкой и высокой температурах (таблица 1), которая оказалась одинаковой при тормозящих напряжениях $-0,5$ В; $-0,6$ В и $-0,7$ В.

Таблица 1 / Table 1

Температура $T_{ц}$, по которой выполнена градуировка, температура T , вычисленная по формуле (1), и методическая погрешность $\Delta T = T_{ц} - T$

Temperature T_c by using which calibration was made, temperature T which calculated by equation (1) and procedural error $\Delta T = T_c - T$

$T_{ц}, K$	1282	1411	1719	1912	2199	2600
T, K	1297	1397	1696	1825	2193	2590
$\Delta T, K$	-15	14	23	17	6	10

Методическая погрешность ΔT измерения температуры реального тела определяется при решении правой части уравнения (1) относительно ΔT для эквивалентной длины волны λ_3 , определенной предварительно при решении левой части этого уравнения относительно λ_3 для данного k для абсолютно черного тела [1]:

$$k(T) = \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} I(\lambda, T_F) S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_M} I(\lambda, T_F) S(\lambda) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} I(\lambda, T) S(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_M} I(\lambda, T - T) S(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) d\lambda}, \quad (1)$$

где $I(\lambda, T)$ – функция Планка; $\varepsilon(\lambda, T)$ – излучательная способность объекта, в данном случае вольфрама.

Цветовая температура $T_{ц}$ для материалов, у которых спектральная излучательная способность уменьшается с увеличением длины волны (например, для всех металлов), выше истинной, что в наших измерениях и имеет место при всех температурах, кроме самой низкой $T_{ц} = 1282$ (таблица 1) – она оказалась ниже истинной. Это может быть следствием изменения спектра излучения или изменения распределения электронов по энергиям. Первое не имеет места, а для проверки второго предположения были выполнены градуировки пирометра по длинам волн $k(\lambda)$ при разных условиях освещения датчика.

Фотокатод освещался монохроматическим излучением или прошедшим через коллимирующую трубку длиной 112 мм и диаметром 3,2 мм, что создавало на фотокатоде световое пятно диаметром 5 мм; или непосредственно излучением, вышедшим из монохроматора, которое через диафрагму на фотокатоде диаметром 5 мм попадало главным образом на первый диод, но могло попадать и на модулятор и поверхности катодной камеры ФЭУ.

На рисунке 3 представлены зависимости спектрального отклика верхнего (немодулированного, кривая 1) и нижнего (модулированного импульсами напряжением $-0,6$ В; кривая 2) уровней сигнала на аноде ФЭУ при неизменной ширине щелей (0,16 мм) призматического монохроматора М4QIII в условиях освещения фотокатода коллимированным светом. Спектральная чувствительность ФЭУ S_{λ} (мультищелочного катода, кривая 4) получена с учетом распределения энергии по длинам волн в спектре лампы и приведена в абсолютных единицах, так как она является характеристикой ФЭУ. Она получена с использованием градуированного в А/Вт эталонного фотодиода ФД–24К.

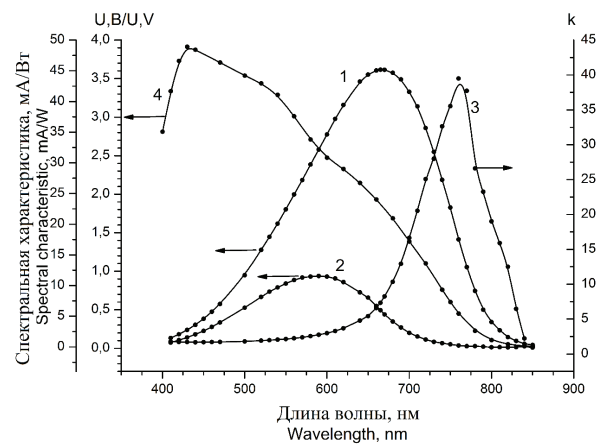


Рисунок 3 – Спектральная зависимость немодулированного (1) и модулированного (2) сигналов пирометра, коэффициента модуляции $k(\lambda)$ (3) при освещении коллимированным световым потоком и спектральная характеристика фотокатода (4)

Figure 3 – Spectral dependence of nonmodulated (1) and modulated (2) pyrometer signals, modulation coefficient $k(\lambda)$ (3) when illuminating with collimated luminous flux and spectral characteristic of photocathode (4)

За счет исключения из тока фотокатода электронов с энергией $eU < 0,5$ эВ максимум кривой 2 сдвинут относительно максимума кривой 1 в коротковолновую область на $665 \text{ нм} - 590 \text{ нм} = 75 \text{ нм}$, при этом коэффициент модуляции k равен 2,55. С увеличением длины волны более 590 нм начальный ток увеличивается, а ограниченный тормозящим потенциалом ток уменьшается и k начинает расти. При $\lambda > 665 \text{ нм}$ начальный ток начинает падать, но еще быстрее уменьшается часть эмитированного тока, достигающая первого диода, преодолев тормозящее поле, вследствие чего k быстро растет и достигает максимума при $\lambda = 760 \text{ нм}$, где $k = 40$, а кривая $k(\lambda)$ имеет перегиб и практически линейно

спадает до нуля при длинноволновой границе фотокатода $\lambda = 850$ нм. Скорость подъема и спада кривой на участках 650–760 нм и 760–850 нм примерно одинаковая, $\Delta k/\Delta\lambda \approx 0,35$ нм⁻¹, т.е. на участке 650–850 нм увеличение длины волны сначала увеличивает глубину модуляции, а затем с той же скоростью она уменьшается, как будто уменьшается длина волны, чего не может быть. Градуировочная кривая $k(\lambda)$ становится двузначной. Причиной этого является увеличение модулированного сигнала вследствие того, что к эмиссии с первого динода добавляется эмиссия с поверхностей модулятора и катодной камеры при их засветке неколлимированным монохроматическим световым потоком при поддержании начального немодулированного уровня сигнала постоянным, приблизительно равным 2,1 В (рисунок 4, кривая 1), за счет изменения ширины щелей монохроматора.

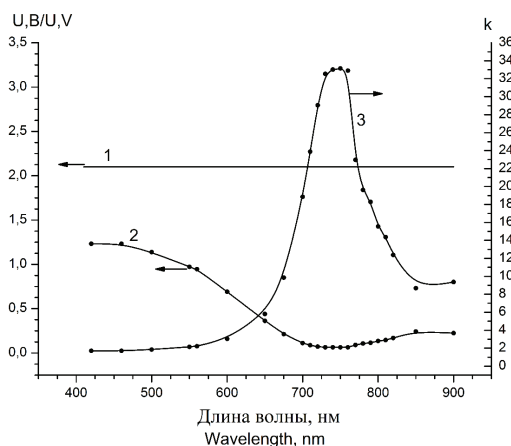


Рисунок 4 – Спектральная зависимость немодулированного (1) и модулированного (2) сигналов пирометра и коэффициента модуляции $k(\lambda)$ (3) при освещении неколлимированным световым потоком

Figure 4 – Spectral dependence of nonmodulated (1) and modulated (2) pyrometer signals and modulation coefficient $k(\lambda)$ (3) when illuminating with noncollimated luminous flux

Максимум кривой $k(\lambda)$ находится также при $\lambda = 760$ нм, но ограниченный тормозящим потенциалом ток (рисунок 4, кривая 2) имеет на этой длине волны минимум, после чего возрастает и имеет максимум при $\lambda = 900$ нм, где у мультищелочного катода нет эмиссии электронов. По нашим измерениям его квантовый выход на длине волны 850 нм равен:

$$Y \left[\frac{\text{эл.}}{\text{фот.}} \right] = \frac{1236}{\lambda [\text{нм}]} \cdot S(\lambda) \left[\frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right] = \frac{1236}{850} \cdot 1,21 \cdot 10^{-4} = 1,76 \cdot 10^{-4}$$

тогда как в максимуме чувствительности фотокатода при $\lambda = 430$ нм $Y = 1260/430 \times 0,072 = 0,14$ эл./фот., т.е. в 800 раз больше.

Такой рост тока анода при полностью запертом токе фотокатода объясняется эмиссией с первого динода (источником которой являются атомы цезия, снижающие электронное сродство поверхности χ : для цезия $\chi = 0,1$ эВ, для калия – 1,1 эВ, для натрия – 1,5 эВ), а также с модулятора и стенок катодной камеры, на которых могла образоваться fotocувствительная поверхность в виде цезия или мультищелочного фотокатода на металле.

Работа выхода цезия на никеле (1,37 эВ [11]) меньше, чем у мультищелочного катода (1,46 эВ). Эмитированный с модулятора фотэлектрон попадает в его ускоряющее поле (–0,5 В) и затем в поле 1-го динода. Для фотоэлектронов с фотокатода и со стенок катодной камеры поле модулятора –0,5 В является тормозящим. На длине волны 760 нм значение $h\nu = 1,634$ эВ, а $eU = 1,634 - 1,37 = 0,264$ эВ. Недостающие $0,5 - 0,264 \approx 0,24$ эВ для преодоления этого тормозящего поля электрон получает от проникающего в отверстие модулятора поля 1-го динода. То же самое может иметь место и для более медленных электронов ($\lambda > 760$ нм). Естественно, с увеличением тормозящего потенциала коэффициент модуляции увеличивается и кривые $k(\lambda)$ смещаются в область коротких волн (рисунок 5).

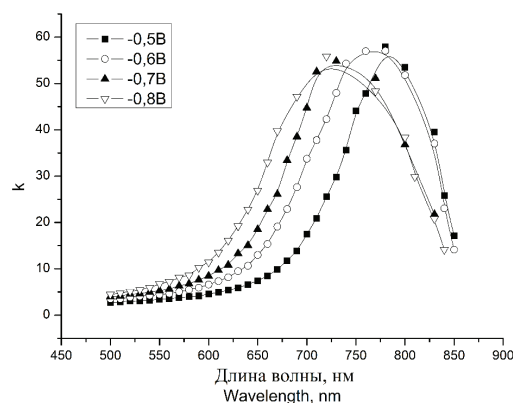


Рисунок 5 – Градуировочные кривые по длинам волн $k(\lambda)$ пирометра ПИФ4/2 при разных тормозящих напряжениях

Figure 5 – Calibration curves by wavelength $k(\lambda)$ of pyrometer at different decelerating voltages

При низких температурах происходит то же, что и в области длинных волн: занижены значе-

ния коэффициента модуляции, т.е. завышена температура вследствие почти полного прекращения тока катода, увеличена доля тока с первого динода и модулятора в токе анода. Однако при этом градуировочная кривая $k(T)$ не имеет максимума при низких температурах, как градуировка $k(\lambda)$ в области длинных волн, потому что отсечка медленных электронов, эмитированных при сплошном спектре излучения, не происходит так резко как под действием монохроматического излучения. И если незапираемая часть эмитированных электронов, дающих вклад в анодный ток ФЭУ, может незначительно влиять только на значение методической погрешности, то идентификация монохроматического излучения в области длинных волн, например при измерении длины волны катодолюминесценции [1] или определении константы ионизации [3], с данным датчиком невозможна вследствие двужначности градуировочной кривой $k(\lambda)$.

Влияние засветки на значение коэффициента модуляции сильнее проявляется с увеличением тормозящего напряжения и длины волны. Это видно из таблицы 2 и гистограммы (рисунок 6).

Таблица 2 / Table 2

Влияние засветки на значение коэффициента модуляции

Effect of exposure on value of modulation coefficient

$-U_p, \text{В}$	$\lambda = 591 \text{ нм}$			$\lambda = 636 \text{ нм}$		
	Засветка/ Exposure		Δk	Засветка/ Exposure		Δk
	Нет/ No	Есть/ Yes		Нет/ No	Есть/ Yes	
0,5	2,86	2,69	0,17	4,64	4,22	0,42
0,6	3,51	3,22	0,29	6,97	5,69	1,28

На длинах волн 371, 467, 528 и 572 нм значения $k(\lambda)$ одинаковы при освещении фотокатода как коллимированным, так и неколлимированным светом. Это является следствием того, что обусловленные этими длинами волн фотоэлектроны обладают достаточно большой энергией, и поэтому их поток не так сильно ограничивается в поле постоянного тормозящего потенциала, как при длинных волнах. При увеличении длины волны от 591 до 636 нм и тормозящем напряжении $-0,6 \text{ В}$ разность Δk при наличии и отсутствии засветки увеличивается в $1,28/0,29 \approx 4,4$ раза.

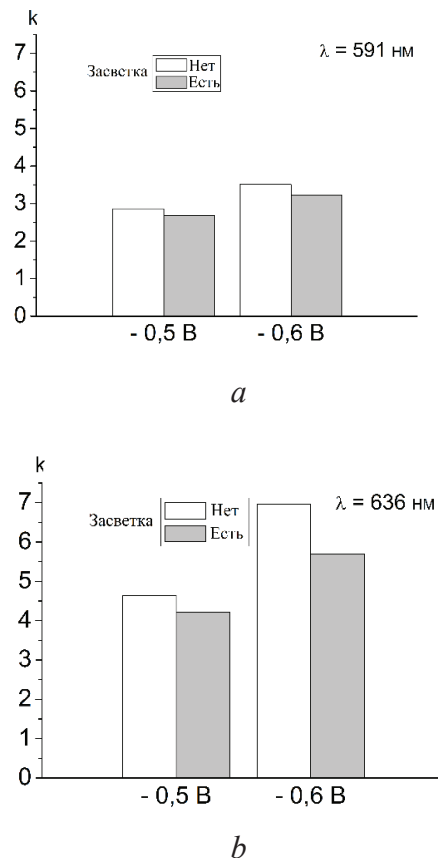


Рисунок 6 – Влияние засветки на значение коэффициента модуляции на длинах волн 591 нм (а) и 636 нм (б) при тормозящих напряжениях $-0,5 \text{ В}$ и $-0,6 \text{ В}$

Figure 6 – Effect of exposure on amount of modulation coefficient at wavelengths 591 nm (a) and 636 nm (b) at decelerating voltages $-0,5 \text{ V}$ and $-0,6 \text{ V}$

Заключение

Для решения поставленной задачи авторами были получены градуировочные кривые для измерительного модуля пирометра ПИФ4/2 с ФЭУ-114 в качестве датчика при напряжении питания 1350 В и разных тормозящих напряжениях U_p . На основании эксперимента установлено, что причиной неполного соответствия градуировочных кривых $k(T)$ в координатах $\ln k - T^{-1}$, т.е. несоответствие критерию цветовой температуры, являются токи с первого динода и поверхностей катодной камеры ФЭУ. При градуировке по длинам волн кривая $k(\lambda)$ при $\lambda > 760 \text{ нм}$ делается двужначной, что не позволяет идентифицировать этим методом монохроматическое излучение и вносит погрешность в измерение температуры. Это следует учитывать при освещении ФЭУ, ра-

ботающего в режиме сепарации фотоэлектронов по энергиям, как непрерывным, так и монохроматическим излучением. Изготовление первого динода, нечувствительного к излучению, является решением данной проблемы. Это достигается технологическими методами.

Список использованных источников

1. Каспаров, К.Н. Фотоэмиссионный анализ оптического излучения / К.Н. Каспаров. – Минск : Белорусская наука, 2011. – 172 с.
2. Kasparov, K.N. High temperature measurement in fast phenomena by spectrometry of photoelectrons / K.N. Kasparov [et al.] // High Temperatures-High Pressures. – 2012. – Vol. 41, no. 5. – P. 325–340.
3. Зевацкий, Ю.Э. Фотоэмиссионный метод измерения спектров для спектрофотометрического определения констант ионизации / Ю.Э. Зевацкий, Д.В. Самойлов // Известия СПбГИ(ТУ). – 2009. – № 6 (32). – С. 44–49.
4. Миронов, Б.Н. Прямое наблюдение генерации когерентных оптических фононов в тонких пленках сурьмы методом фемтосекундной электронной дифракции / Б.Н. Миронов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – Том 103, вып. 8. – 2016. – С. 597–601. DOI: 10.7868/S0370274X16080075
5. Пономарев, Д.Б. Способ уменьшения погрешности высокотемпературных пирометров / Д.Б. Пономарев // Теплотехника и информатика в образовании, науке и производстве : сборник докладов IV Всероссийской научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Теплотехника и информатика в образовании, науке и производстве» (ТИМ'2015) с международным участием, посвященной 95-летию основания кафедры и университета (г. Екатеринбург, 26–27 марта 2015 г.). – Екатеринбург : УрФУ, 2015. — С. 359–363.
6. Лукирский, П.И. О фотоэффекте / П.И. Лукирский. – ГТТИ, 1933. – 96 с.
7. Соболева, Н.А. Фотоэлектронные приборы / Н.А. Соболева [и др.]. – М. : Наука, 1965. – С. 276–277.
8. Рейхель, Т. Фотоэлектронные катоды / Т. Рейхель, М. Иедличка. – М. : Энергия, 1968. – С. 72–77.
9. Анисимова, И.И. Фотоэлектронные умножители / И.И. Анисимова, Б.М. Глуховский. – М. : Советское радио, 1974. – С. 24–27.
10. Свет, Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур / Д.Я. Свет. – М. : Наука, 1982. – С. 65.

11. Физические величины. Справочник / под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – С. 569.

References

1. Kasparov K.N. *Fotoyemissionnij analiz opticheskogo izlucheniya* [Photoemission analysis of optical radiation]. Minsk, Belarusskaya nauka Publ., 2011, 172 p. (in Russian).
2. Kasparov K.N., Ivlev G.D., Belazorava L.I., Mironov V.N., Penyazkov O.G. High temperature measurement in fast phenomena by spectrometry of photoelectrons. *High Temperatures-High Pressures*, 2012, vol. 41, no. 5, pp. 325–340.
3. Zevadskii Yu.E., Samoylov D.V. Photoemissive method of spectra registration for spectrophotometric determination of ionization constants. *Bulletin of Saint Petersburg State Institute of Technology (Technical University)*, 2009, vol. 6 (32), pp. 44–49.
4. Mironov B.N. [Direct observation of the generation of coherent optical phonons in thin films of antimony by femtosecond electron diffraction]. *JEPT Letters*, 2016, vol. 103, no 8, pp. 597–601 (in Russian). DOI: 10.7868/S0370274X16080075.
5. Ponomariov D.B. [A method of reducing high-temperature pyrometers error]. *Proceedings of IV Russian scientific-practical conference of students, postgraduate students and young scientists «Heat engineering and computer science in education, science and production» (Ekaterinburg, March 26-27, 2015)*, Ekaterinburg, 2015, pp. 359–363. (in Russian).
6. Lukirskiy P. I. *O fotoeffekte* [About photoeffect], STTPubl., 1933, 96 p. (in Russian).
7. Soboleva N.A. [et al.] *Fotoelektronnyye pribory* [Photoelectronic devices], Moscow, Nauka Publ., 1965, p. 276–277 (in Russian).
8. Reihel' T., Yedlichka M. *Fotoelektronnyye katody* [Photoelectronic cathodes], Moscow, Energiya Publ., 1968, p. 72–77 (in Russian).
9. Anisimova I.I., Gluhovskiy B.M. *Fotoelektronnyye umnojiteli* [Photomultipliers], Moscow, Sovietskoye radio Publ., 1974, pp. 24–27.
10. Svet D. Ya. *Opticheskiye metody izmerenij istinykh temperatur* [Optical methods for real temperature measurements], Moscow, Nauka Publ., 1982, p. 65 (in Russian).
11. *Fizicheskiye velichiny. Spravochnik* [Physical values. Handbook], Moscow, Energoatomizdat Publ., 1991, p. 569 (in Russian).