

УДК 621.382

**ТЕРМОЭМИССИОННЫЙ ГЕНЕРАТОР, РАБОТАЮЩИЙ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ****Исманов Ю.Х., Ниязов Н.Т., Джаманкызов Н.К., Жумалиев К.М.***Институт физики им. академика Ж.Ж. Жээнбаева НАН Кыргызской Республики,
Бишкек, e-mail: i_yusupjan@mail.ru*

Получено уравнение теплового баланса, которое позволяет исследовать нагрев анода до его рабочей температуры, при которой эффективно и стабильно осуществляется термоэлектронная эмиссия. Из этого уравнения видно, что процесс нагрева определяется количеством входной энергии, величина которого зависит от коэффициента усиления используемого концентрирующего устройства, от величины инсоляции энергии Солнца и от энергетических потерь в виде излучения. Излучательные потери энергии пропорциональны абсолютной температуре эмиттера в четвертой степени и также частично энергия уходит на поддержание процесса термоэмиссии. Как следствие, температура анода растет до момента наступления термодинамического равновесия, определяемого термодинамической температурой равновесия. В этом состоянии мощность поглощенного излучения уравнивается мощностью потерь на излучение и на термоэмиссию. Также показано, что температура равновесия зависит от величины коэффициента усиления концентрирующего устройства. Каждое значение коэффициента усиления концентрирующего устройства определяется своим значением температуры равновесия. Поэтому при выборе значения коэффициента усиления в зависимости от материала эмиттера необходимо, чтобы при фиксированном значении инсоляции обеспечивалась стабильная рабочая температура, попадающая в диапазон 600–2700 К. В статье также представлены графики зависимостей рабочих характеристик эмиттера от интенсивности солнечного излучения и коэффициентов усиления концентрирующего устройства.

Ключевые слова: термоэмиссия, концентратор, инсоляция, солнечное излучение, коэффициент усиления, тепловое равновесие

**THERMOEMISSION GENERATOR OPERATING
UNDER CONCENTRATED SOLAR RADIATION****Ismanov Yu.Kh., Niyazov N.T., Dzhamankyzov N.K., Zhumaliev K.M.***Institute of Physics named after academician Zh.Zh. Zheenbaev of the National Academy of Sciences
of the Kyrgyz Republic, Bishkek, e-mail: i_yusupjan@mail.ru*

The heat balance equation is obtained, which allows one to study the heating of the anode to its operating temperature, at which thermionic emission is efficiently and stably carried out. It can be seen from this equation that the heating process is determined by the amount of input energy, the value of which depends on the gain of the used concentrating device, on the insolation of the energy of the Sun and on energy losses in the form of radiation. Radiative energy losses are proportional to the absolute temperature of the emitter to the fourth degree and, in part, the energy is spent on maintaining the process of thermal emission. As a result, the temperature of the anode rises until the onset of thermodynamic equilibrium, determined by the thermodynamic temperature of equilibrium. In this state, the power of absorbed radiation is balanced by the power of radiation losses and thermal emission. It is also shown that the equilibrium temperature depends on the gain of the concentrating device. Each value of the gain of the concentrating device is determined by its value of the equilibrium temperature. Therefore, when choosing a gain value depending on the material of the emitter, it is necessary that, with a fixed insolation value, a stable operating temperature fall within the range of 600–2700 K. The article also presents graphs of the dependences of the emitter performance on the intensity of solar radiation and the gain of the concentrating device.

Keywords: thermionic emission, concentrator, insolation, solar radiation, gain, thermal equilibrium

Электронная эмиссия начинается, если энергия электронов превышает работу выхода для данного материала, для чего электронам необходимо получить добавочную энергию. Одним из методов увеличения кинетической энергии электронов является нагрев тел, что позволяет им преодолевать потенциальный порог, т.е. совершить работу выхода и оторваться от поверхности тела. Вылетающие с поверхности тела электроны формируют термоэлектронный ток [1–3]. Упрощенную схему источника термоэмиссионного тока можно рассматривать как систему из двух электродов, находящихся

в вакууме, один из которых, называемый эмиттером, или катодом, при нагреве испускает электроны, второй электрод, называемый коллектором, или анодом, притягивает электроны к себе. Данный электрод обычно имеет более низкую температуру, по сравнению с температурой катода. На практике в качестве эмиттера используются металлический вольфрам, торированный или барированный вольфрам, оксиды и др. Рабочая температура этих материалов для обеспечения максимального тока эмиссии находится в диапазоне от 1000 К до 2700 К. Например [2, 3], для нагрева вольфрамово-

го эмиттера (катода) до температуры 2300–2700 К, при которых он дает плотность тока эмиссии $0,1\text{--}0,8 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$, требуется источник энергии с удельной мощностью $50\text{--}60 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$. Самой низкой рабочей температурой среди упомянутых выше эмиттеров обладают оксидные эмиттеры. Для данного эмиттера рабочая температура расположена в диапазоне 1000–1200 К, и для его нагревания необходима удельная мощность $2\text{--}3 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$, что обеспечивает плотность тока эмиссии $10\text{--}70 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$.

Следует отметить, что в зависимости от способа нагрева эмиттера термоэмиссионный метод преобразования тепловой энергии находит разные применения. Например, эмиссия электронов за счет нагрева катода находит широкое применение как во многих отраслях техники, так и в научных исследованиях [2]. Устройства, основанные на термоэмиссионной технологии, в которых для нагрева эмиттера задействована ядерная энергия, широко используются в космосе. Подобные устройства покрывают практически весь энергетический диапазон, используемый в космических исследованиях, что позволяет решить комплекс космических и наземных задач с жесткими требованиями по ядерной и радиационной безопасности [4, 5].

Поскольку в настоящее время энергия Солнца считается перспективной для создания экологически чистых источников электрической и тепловой энергии [6], то конвертирование энергии Солнца в электрическую методом термоэлектронной эмиссии становится актуальной задачей [7]. Этот метод можно рассматривать как альтернативу другим методам, таким как термо- и фотовольтаика. Преимущество этого метода заключается в том, что, во-первых, при нагреве эмиттера термоэмиссионного устройства работает весь спектр солнечного излучения, во-вторых, устройства на его основе малогабаритны. Особенно привлекательным данный метод становится в связи с созданием микро- и наноструктурированной эмиссионных поверхностей [8–10]. Основным моментом, выступающим в пользу использования углеродных нанотрубок в качестве эмиттеров при нагреве с помощью достаточно концентрированной солнечной энергии, является тот экспериментальный факт, что ток 0,1 А достигается в этом случае при температуре эмиттера менее 300 °С [11]. Таким образом, появление низкотемпературных термоэмиссионных материалов по-

зволяет увеличить шанс применения метода термоэлектронной эмиссии в солнечной энергетике. Из вышесказанного следует, что рабочие температуры эмиттеров различаются и лежат в диапазоне температур от 600 К до 2700 К. Отсюда следует, что при использовании солнечной энергии для нагрева эмиттеров необходимо знать плотности светового потока, которые следует использовать для получения требуемого значения температуры эмиссии. Решению этой задачи посвящена настоящая работа.

Нагрев эмиттера

При нагревании эмиттера электроны приобретают энергию, достаточную для преодоления барьера, соответствующего работе выхода эмиттера ϕ_3 , и дальнейшего перемещения к коллектору. Там электроны соприкасаются с более холодным материалом, и их энергия падает до значения уровня Ферми коллектора, а избыточная энергия, соответствующая работе выхода коллектора ϕ_k , рассеивается посредством излучения. Если ϕ_k меньше ϕ_3 , то разности энергий электронов на коллекторе и эмиттере оказывается достаточно, чтобы в нагрузке возник ток и генератор мог совершать полезную работу. Для нормальной работы такой системы помимо условия $\phi_k < \phi_3$ еще требуется, чтобы температура коллектора была намного ниже, чем температура эмиттера. Это условие приводит к тому, что количество эмитируемых из коллектора электронов, движущихся в сторону эмиттера, будет намного ниже, чем от эмиттера к коллектору, и разность потенциалов $\phi_3 - \phi_k$, необходимая для совершения полезной работы, будет больше.

Очевидно, что при использовании энергии Солнца для нагрева эмиттера до температуры, необходимой для эффективного протекания термоэлектронной эмиссии, требуется применять концентраторы. Концентратор энергии Солнца [12, 13] повышает интенсивность излучения Солнца до значений, которые позволяют эффективно и экономически целесообразно преобразовывать его в заданный вид энергии. Важнейшей интегральной характеристикой концентратора является среднее значение коэффициента концентрации K_c [12], которое задается в виде отношения усредненного значения интенсивности сконцентрированной энергии Солнца, падающего на поверхность приемника I_c к интенсивности энергии Солнца у поверхности Земли P_0 в плоскости, нормальной направлению ее распространения, т.е. $K_c = \frac{I_c}{P_0}$ [12–14].

Интенсивность (мощность) излучения

Солнца у поверхности Земли P_0 называют инсоляцией (insolation) или солнечной постоянной [15].

Рассмотрим простейший термоэмиссионный генератор, состоящий из двух (эмиттер и коллектор) пластинчатых поверхностей, находящихся в вакууме. Предположим, что перпендикулярно поверхности эмиттера падает и затем поглощается, в соответствии с поглощательной способностью его материала α , концентрированный поток энергии Солнца с коэффициентом усиления K_c . Поскольку в вакууме отсутствует теплообмен с окружающей средой, а потери энергии посредством теплопроводности через держатели электродов ничтожно малы, то за время dt количество тепла, соответствующее концентрированному солнечному излучению, поглощенному поверхностью эмиттера S , определяется выражением

$$dq = \alpha SK_c P_0 dt. \quad (1)$$

Это количество тепла расходуется на следующие три процесса:

– Поглощение тепла dq_T материалом эмиттера:

$$dq_T = cmdT, \quad (2)$$

где m – масса эмиттера, c – теплоемкость эмиттера.

– Если плотность тока обозначить через j_s , то энергия, необходимая для вылета электронов с поверхности эмиттера, равна $\phi_s j_s$. Однако большинство электронов при вылете с поверхности металла имеют избыточное значение энергии, которое учитывается в виде средней добавки $2kT$. Эта часть затрат тепловой энергии определяется соотношением

$$dq_e = S j_k (\phi_s + 2kT) dt. \quad (3)$$

– Теплообмен излучением

$$dq_u = S \varepsilon \sigma T^4 dt, \quad (4)$$

где σ – постоянная Стефана – Больцман, ε – относительная испускательная способность поверхности.

Следовательно, уравнение, описывающее тепловое равновесие, имеет вид

$$dq = dq_T + dq_e + dq_u.$$

Подставляя значения dq, dq_T, dq_e, dq_u , получим следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho ch} [\alpha K_c P_0 - \varepsilon \sigma T^4 - j_s (\phi_s + 2kT)]. \quad (5)$$

Здесь использовано соотношение $\rho = \frac{m}{Sh}$ для плотности материала эмиттера, h – его толщина.

Полученное дифференциальное уравнение (5) позволяет исследовать нагрев анода до его рабочей температуры, при которой эффективно и стабильно осуществляется термоэлектронная эмиссия. Как видно из (5), процесс нагрева определяется количеством входной энергии, величина которого зависит от коэффициента усиления используемого концентрирующего устройства, от величины инсоляции энергии Солнца и от энергетических потерь в виде излучения. Излучательные потери энергии пропорциональны T^4 и также частично энергия уходит на поддержание процесса термоэмиссии. Как следствие, температура анода растет до момента наступления термодинамического равновесия, определяемого температурой равновесия T_p . В этом состоянии мощность поглощенного излучения уравнивается мощностью потерь на излучение и на термоэмиссию. Как следствие, в уравнении (5) производная $\frac{dT}{dt} = 0$,

и, следовательно, $T = T_p = \text{const}$. В этом случае уравнение теплового равновесия (5), с учетом уравнения Ричардсона – Дешмана для плотности тока термоэмиссии [1]

$$j_s = AT_p^2 \exp\left(-\frac{\phi_s - \phi_k}{kT_p}\right), \quad (6)$$

принимает вид

$$\alpha K_c P_0 = A(\phi_s + 2kT_p) T_p^2 \exp\left(-\frac{\phi_s - \phi_k}{kT_p}\right) + \varepsilon \sigma T_p^4. \quad (7)$$

Здесь A – некоторая универсальная постоянная приблизительно равная

$$A = 1,2 \cdot 10^6 \frac{\text{А}}{\text{м}^2 \text{К}^2}.$$

Уравнение (7) устанавливает связь между входной $\alpha K_c P_0$ и выходной мощностями термоэмиссионного генератора и температурой равновесия. Как видно из этого выражения, температура равновесия зависит от величины коэффициента усиления концентрирующего устройства. Каждое значение K_c определяется своим значением температуры равновесия T_p . Поэтому при выборе значения K_c в зависимости от материала эмиттера необходимо, чтобы при фиксированном значении инсоляции обеспечивалась стабильная рабочая температура, попадающая в указанный ранее диапазон 600–2700 К.

Ход изменения температуры эмиттера до момента наступления равновесного состояния можно определить, проинтегрировав уравнение (5):

$$t_p = \rho ch \int_0^{T_p} \frac{dT}{\alpha K_c P_0 - \varepsilon \sigma T^4 - A(\varphi_s + 2kT)T^2 \exp\left(-\frac{\varphi_s - \varphi_k}{kT_p}\right)}, \quad (8)$$

где t_p – время, в течение которого устанавливается равновесное значение температуры на поверхности эмиттера при воздействии концентрированной солнечной энергии.

Используя соотношение для теплового равновесия (7), построим график зависимости T_p от широты земной поверхности, или, точнее, от значения инсоляции солнечного излучения P_0 , для различных значений K_c (рис. 1).

Поскольку выходная мощность термоэмиссионного генератора определяется выражением

$$P = j_s(\varphi_s - \varphi_k), \quad (9)$$

то, согласно (7) и используя (6) и (9), получаем соотношение, связывающее выходную мощность эмиттера и значение инсоляции солнечного излучения P_0

$$P = \alpha K_c P_0 - (\varphi_k + 2kT_p)j_s - \varepsilon \sigma T_p^4. \quad (10)$$

Из соотношения (10) видно, что КПД эмиттера определяется отношением

$$\eta = \frac{P}{\alpha K_c P_0} = \frac{\alpha K_c P_0 - (\varphi_k + 2kT_p)j_s - \varepsilon \sigma T_p^4}{\alpha K_c P_0} = 1 - \frac{(\varphi_k + 2kT_p)j_s + \varepsilon \sigma T_p^4}{\alpha K_c P_0}. \quad (11)$$

На рис. 2–4 представлены графики зависимости выходной мощности эмиттера от значений инсоляции солнечного излучения для различных коэффициентов усиления концентратора и различных значений равновесной температуры эмиттера.

Выводы

Получено уравнение теплового баланса, которое позволяет исследовать нагрев анода до его рабочей температуры, при которой эффективно и стабильно осуществляется термоэлектронная эмиссия. Из этого уравнения видно, что процесс нагрева определяется количеством входной энергии, величина которого зависит от коэффициента усиления используемого концентрирующего устройства, от величины инсоляции энергии Солнца и от энергетических потерь в виде излучения. Излучательные потери энергии пропорциональны T^4 и, также, частично энергия уходит на поддержание процесса термоэмиссии. Как следствие, температура анода растет до момента наступления термодинамического равновесия, определяемого температурой равновесия T_p . В этом состоянии мощность поглощенного излучения уравновешивается мощностью потерь на излучение и на термоэмиссию.

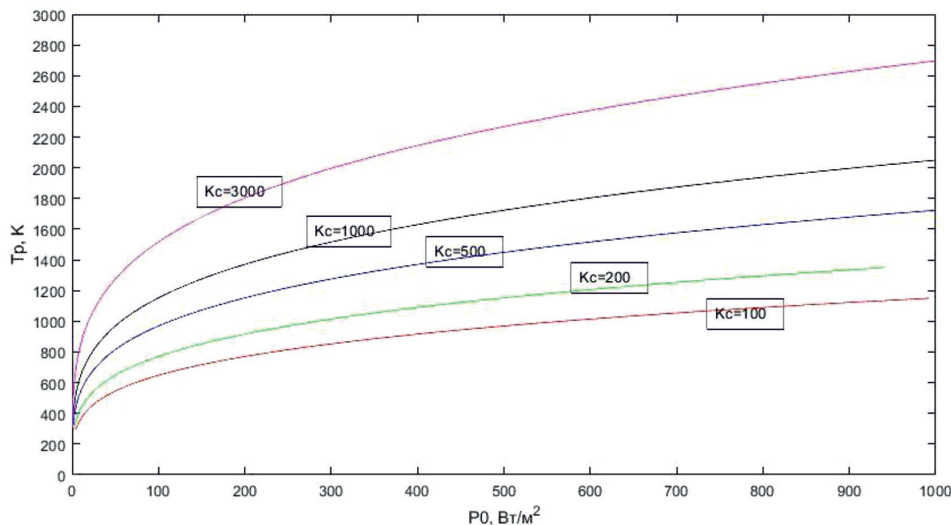


Рис. 1. Зависимости равновесной температуры эмиттера от значений инсоляции солнечной энергии для различных значений усиления концентрирующего устройства

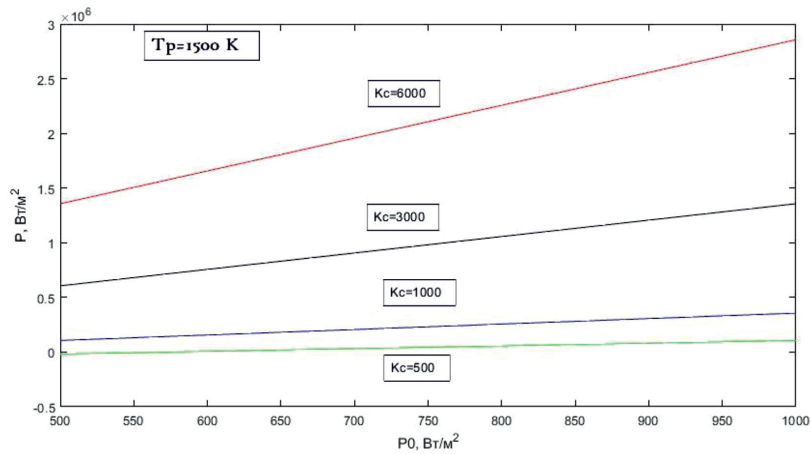


Рис. 2. Зависимости выходной мощности эмиттера от значений инсоляции солнечной энергии для различных значений усиления концентрирующего устройства и равновесной температуры эмиттера 1500 К

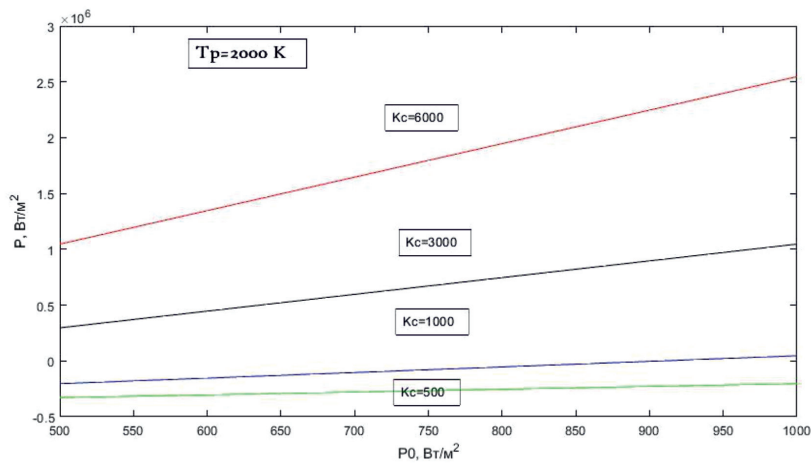


Рис. 3. Зависимости выходной мощности эмиттера от значений инсоляции солнечной энергии для различных значений усиления концентрирующего устройства и равновесной температуры эмиттера 2000 К

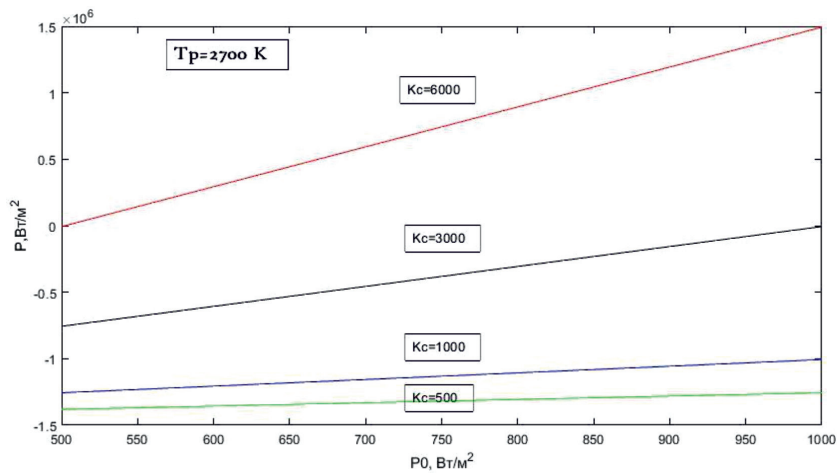


Рис. 4. Зависимости выходной мощности эмиттера от значений инсоляции солнечной энергии для различных значений усиления концентрирующего устройства и равновесной температуры эмиттера 2700 К

Также показано, что температура равновесия зависит от величины коэффициента усиления концентрирующего устройства. Каждое значение K_c определяется своим значением температуры равновесия T_p . Поэтому при выборе значения K_c в зависимости от материала эмиттера необходимо, чтобы при фиксированном значении инсоляции обеспечивалась стабильная рабочая температура, попадающая в диапазон 600–2700 К.

Список литературы

1. Olawole O.C., De D.K. Theoretical studies of thermionic conversion of solar energy with graphene as emitter and collector. *J. of Photonics for Energy*. 2018. No. 8 (1). P. 018001–018009. DOI: 10.1117/1.JPE.8.018001.
2. Kafafi Z.H., Martin-Palma R.J., Nogueira A.F., O'Carroll D.M., P.J., Samuel I.D.W., So F., Tansu N., Tsakalacos L. The role of photonics in energy. *J. of Photonics for Energy*. 2015. No. 5(1). P. 050997–051005. DOI: 10.1117/1.JPE.5.050997.
3. Deb S.K., Wallace W.L. Status of Nonsilicon Photovoltaic Solar Cell Research. *Proceedings of Role of Electro-Optics in Photovoltaic Energy Conversion*. 1980. V. 0248. P. 0731–0738. DOI: 10.1117/12.970584.
4. Olawole O.C., De D.K. Graphene for thermoelectronic solar energy conversion. *Proceedings of Next Generation Technologies for Solar Energy Conversion VIII*. 2017. V. 10368. P. 103680I. DOI: 10.1117/12.2276162.
5. Kribus A., Segev G. Solar energy conversion with photon-enhanced thermionic emission. *Journal of Optics*. 2015. V. 18. No. 7. P. 073001–073008.
6. Smerdov R.S., Mustafaev A.S., Spivak Yu.M., Moshnikov V.A. Porous silicon and graphene-based nanostructures for novel solar energy systems. *Journal of Physics: Conference Series*. 2018. V. 1135. Conference 1. P. 012038-012046.
7. Zheng Wei, Ogino Akihisa, Kando Masashi Effects of Illumination on Thermionic Energy Converter Characteristics. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2017. V. 39. Part 1. No. 5A. P. 2816–2824.
8. Humphrey T.E., O'Dwyer M.F., Linke H. Power optimization in thermionic devices. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2005. V. 38. No. 12. P. 2051–2054.
9. Dimmock J.A.R., Kauer M., Wu J., Liu H., Stavrinou P.N., Ekins-Daukes N.J. A metallic hot-carrier photovoltaic device. *Semicond. Sci. Technol.* 2019. No. 34. P. 064001–064008. DOI: 10.1088/1361-6641/ab1222.
10. Zhang Xin, Peng Wanli, Su Guozhen, Su Shanhe and Chen Jincan Thermionic energy conversion based on 3D Dirac semimetals. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. No. 51. P. 405501. DOI: 10.1088/1361-6463/aad975.
11. Исманов Ю.Х. Интерферометрия на основе метода бесщелевой радужной голографии // *Вестник КГУСТА*. 2015. № 4 (40). С. 194–198.
12. Исманов Ю.Х., Алымкулов С.А. Саморепродуцирование регулярных объектов с ограниченной апертурой // *Наука, новые технологии и инновации Кыргызстана*. 2015. № 7. С. 3–5.
13. Ismanov Y.K., Dzhambankyzov N.K. Holographic Interferometer for the Study of Phase Media, Which Has Four Output Channels of Different Sensitivity. *International Journal of Optics*. 2019. vol. 2019. P. 2936172. DOI: 10.1155/2019/2936172.
14. Maripov A., Ismanov Y. The Talbot effect (a self – imaging phenomenon) in holography. *Journal of Optics*. 1994. vol. 25. no. 1. P. 3–8. DOI: 10.1088/0150-536X/25/1/001.
15. Исманов Ю.Х. Голографическая интерферометрия на основе эффекта Тальбота // *Известия НАН КР*. 2015. № 2. С. 20–23.