

**Луданов Константин Иванович**, канд. техн. наук, старш. научн. сотр.

*Институт возобновляемой энергетики НАНУ, г. Киев, Украина. Ул. Красноармейская, 20а, г. Киев, Украина*

### ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРЯМОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В статье обосновано, что эксергетический метод термодинамического анализа наравне с энтропийным методом дает возможность определить места наиболее существенных термодинамических потерь в процессах преобразования энергии. Показано, что использование эксергетического анализа, дает возможность оценить термодинамические потери на каждом этапе схемы преобразования энергии и получить возможность их снижения. Доказано, что эксергетический анализ концентрации солнечного излучения в гелиоустановках с параболическими зеркалами, а также в оптических системах солнечных ТЭС башенного типа с горизонтальными полями плоских гелиостатов и ТЭС с горизонтальными параболическими зеркалами даст возможность повысить эффективность преобразования энергии в этих солнечных энергосистемах. Проведен эксергетический анализ концентрации солнечного излучения. Впервые солнечная радиация трактуется как лучистый тепловой поток, который характеризуется собственной температурой, а его эксергия определяется в рамках канонического цикла Карно. На основе новой трактовки температуры лучистого потока получено аналитическое выражение для радиационной температуры теплового излучения Солнца, причем как для прямого излучения, так и для диффузного. Найдена зависимость плотности прямой солнечной радиации от массы атмосферы. Приведенные формулы позволяют рассчитывать радиационную температуру солнечного излучения и плотность потока эксергии на поверхности Земли и в фокусе зеркала концентратора.*

**Ключевые слова:** цикл Карно; эксергия лучистого потока; температура солнечной радиации; солнечные концентраторы; оптические потери; рассеивание; отражение; поглощение.

**Луданов Костянтин Іванович**, канд. техн. наук, старш. наук. співр.

*Інститут відновлюваної енергетики НАНУ, м. Київ, Україна. Вул. Червоноармійська, 20а, м. Київ, Україна*

### ЕКСЕРГЕТИЧНИЙ АНАЛІЗ КОНЦЕНТРАЦІЇ ПРЯМОГО СОНЯЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

*В статті обґрунтовано, що эксергетичний метод термодинамічного аналізу аналогічного рівня з контрольним методом дасть можливість визначити місця найважливіших термодинамічних підрозділів у процесах перетворення енергії. Наведено результати експериментального аналізу, що дає можливість оцінити термодинамічні показники на кожному етапі схеми перетворення енергії та отримати можливість їх зменшення. Доведено, що эксергетичний аналіз концентрації сонячного випромінювання в гелиоустановках із параболическими зеркалами, а також в оптичних системах сонячних ТЕС башенного типу з горизонтальними полями плоскими гелиостатами і ТЕС з горизонтальними параболическими дзеркалами дають можливість підвищити ефективність перетворення енергії у цих сонячних енергосистемах. Проведено эксергетичний аналіз концентрації сонячного випромінювання. Вперше сонячна радіація трактується як лучистий тепловий потік, який характеризується власною температурою, а його эксергія визначається в рамках канонічного циклу Карно. На основі нової трактовки температури лучистого потоку отримано аналітичне вираження для радіаційної температури теплового випромінювання Сонця, як для прямого випромінювання, так і для дифузного. Визначено залежність щільностей прямої сонячної радіації від маси атмосфери. Наведені формули дозволяють розраховувати радіаційну температуру сонячного випромінювання і щільність потоку эксергії на поверхні Землі і в фокусі дзеркала концентратора.*

**Ключові слова:** цикл Карно; эксергія променистого потоку; температура сонячної радіації; сонячні концентратори; оптичні втрати; розсіювання; віддзеркалення; поглинання.

**Ludanov Konstantin Ivanovych**, Candidate of Engineering, Senior Research Officer.

*Institute of renewable energy NANU, Kiev, Ukraine. Krasnoarmeyskaya st., 20a, Kiev, Ukraine*

### EXERGY ANALYSIS OF DIRECT SUN RADIATION CONCENTRATION

*In the article substantiates that the exergy method of thermodynamic analysis, along with the entropy method, makes it possible to determine the locations of the most significant thermodynamic losses in energy conversion processes. It is shown that the use of exergy analysis makes it possible to estimate the thermodynamic losses at each stage of the energy conversion scheme and to reduce them. It is proved that exergetic analysis of the concentration of solar radiation in solar installations with paraboloid mirrors, as well as in optical systems of tower solar thermal plants with horizontal fields of flat heliostats and thermal power plants with horizontal parabolic cylindrical mirrors will allow to increase the energy of these transformations. Exergy analysis of the concentration of solar radiation was performed. For the first time, solar radiation is treated as radiant heat flux, which is characterized by its own temperature, and its exergy is determined within the canonical Carnot cycle. On the basis of the new interpretation of the temperature of the radiant flux, an analytical expression was obtained for the radiation temperature of the*

*thermal radiation of the Sun, both for direct radiation and for diffuse. The dependence of the direct solar radiation density on the mass of the atmosphere is found. The above formulas allow to calculate the radiation temperature of solar radiation and the density of exergy flux on the Earth's surface and in the focus of the concentrator mirror.*

**Keywords:** Carnot cycle; exergy of radiant flux; solar radiation temperature; solar concentrators; optical loss; dispersion; reflection; absorption.

### Введение

Эксергетический метод [1] термодинамического анализа наравне с энтропийным методом [2] дает возможность определить места наиболее существенных термодинамических потерь в процессах преобразования энергии. Вспомним, например, что энергетический КПД парогенератора традиционных ТЭС очень близок к 100 %, тогда как его эксергетический КПД составляет всего лишь 50 %. Таким образом, использование таких «продвинутых» научных инструментов, как эксергетический анализ, дает возможность оценить термодинамические потери на каждом этапе схемы преобразования энергии и получить возможность их снижения. Поэтому эксергетический анализ концентрации солнечного излучения в гелиоустановках с параболическими зеркалами, а также в оптических системах солнечных ТЭС башенного типа с горизонтальными полями плоских гелиостатов и ТЭС с горизонтальными параболическими зеркалами даст возможность повысить эффективность преобразования энергии в этих солнечных энергосистемах.

В недавней статье А. К. Ильина [3] на основе большого обзора работ по эксергии солнечной радиации сделан вывод, что опубликованные данные в этой области пока еще немногочисленны и недостаточно определены. Две наиболее ранние работы по оценке эффективности  $\varepsilon$  теплового преобразования лучистой энергии Солнца были выполнены независимо Д. Спенсером и Р. Петелой в 1963 г. [4, 5]. Только Д. Спенсер определил  $\varepsilon$  как КПД преобразования энергии солнечного излучения, а Р. Петела определил  $\varepsilon$  как отношение эксергии солнечного излучения к солнечной постоянной ( $\varepsilon = ex/ES$ ). Обе эти работы были посвящены вопросу «конструирования» новых тепловых циклов для преобразования лучистой энергии в работу. Например, в цикле Р. Петелы солнечная радиация «сжимается поршнем в цилиндре». На основе анализа эффективности цикла он записал все полученные аналитические выражения в общем виде: в виде тройных интегралов, которые не были доведены им «до формулы», а тем более, «до числа». Единственная конкретная формула, которая получена в работе для КПД нового цикла:

$$\varepsilon = 1 - 4T_0/(3TS) + (1/3) \cdot (T_0/TS)^4, \quad (1)$$

где  $T_0$  – температура окружающей среды, а  $TS$  – температура излучателя.

Температуру излучателя (поверхности Солнца) он определяет из закона сохранения энергии, приравнивая теплоту, излученную Солнцем ( $4\pi R^2 \sigma T^4$ ) теплоте, проходящей через поверхность сферы с радиусом земной орбиты  $LS$ , а именно:  $4\pi R^2 \sigma TS^4 = 4\pi LS^2 \cdot ES$ , откуда получает  $TS^4 = (ES/\sigma) \cdot (LS/R)^2$  [6]. Подставляя значения «солнечной постоянной»  $ES = 1360 \text{ Вт/м}^2$ , а также  $RS = 695,5 \text{ тыс. км}$  и  $LS = 149,5 \text{ млн. км}$ , можно получить значение  $TS$ .

Аналогичную формулу для  $\varepsilon$  получил Д. Спенсер:

$$\varepsilon = 1 - 4T_0/(3TS) \quad (2)$$

Анализ обеих формул показывает, что они не имеют ничего общего с выражением КПД цикла Карно:  $\eta_k = 1 - T_0/TS$ . Таким образом, здесь можно сразу сказать, что работа Р. Петелы посвящена вовсе не эксергетическому анализу солнечного излучения, а оценке

эффективности «сконструированного» им нового цикла преобразования энергии теплового излучения.

КПД нового цикла принципиально отличается от выражения КПД цикла Карно иным коэффициентом (4/3) при отношении температур: окружающей среды  $T_0$  (стока отработанной теплоты) к температуре  $T_S$  теплового источника (в данном случае солнечного диска).

Большинство последующих работ по оценке эффективности  $\varepsilon$  преобразования энергии солнечного излучения также посвящено «конструированию» новых термодинамических циклов [7].

Одной из последних работ с таким подходом является статья Калина Замфирэску и Ибрагима Динсера, США [8]. Они «сконструировали» совершенно новый фотонный цикл (так называемый «bottoming» cycle). Солнечное тепловое излучение в цикле «bottoming» cycle характеризует процесс испускания фотонов «поверхностью» Солнца.

Но поверхность Солнца понятие условное – ведь в данном случае излучает фотосфера (внешняя оболочка Солнца толщиной около 300 км), она имеет по толщине большой градиент температуры, которая резко падает к видимой «поверхности» фотосферы Солнца. Этим объясняется эффект «потемнения края» солнечного диска, а также то, что яркость излучения от центра диска (по Абботу) на 22 % выше, чем средняя яркость солнечного диска, а интенсивность излучения в центре на 50 % выше, чем на краю диска. По этой же причине спектр солнечного излучения существенно отличается от спектра теплового излучения «абсолютно черного тела» (АЧТ), определяемого формулой Планка.

Кроме того, возникает вопрос, почему в [4–8] не учитывается влияние на температуру  $T_S$  резкое (более чем на четверть) уменьшение плотности потока солнечного излучения после прохождения атмосферы. А.К. Ильин [3] предлагает (в соответствии с Д. Дэвинсом) вместо  $T_S$  использовать новую температуру  $T_a$ , которая рассчитывается по формуле:

$$T_a = 4\sqrt{[ES/(ac\sigma)]}, \quad (3)$$

где  $ES$  – плотность потока солнечного излучения на поверхности Земли, Вт/м<sup>2</sup>.

$ac$  – степень черноты системы «атмосфера – поверхность Земли», которая в работе [3] определяется для разных случаев совершенно произвольно, что приводит к явно противоречивым результатам.

Таким образом, ситуация в эксергетическом анализе солнечного излучения совершенно неопределенная. Во-первых, до сих пор для оценки эффективности преобразования солнечного излучения используются многочисленные «циклы». Во-вторых, не определен способ определения температуры солнечного излучения. И, в-третьих, не установлено, как на эксергию солнечного излучения влияют потери, вызванные поглощением света в атмосфере, его неидеальным отражением от зеркал и неточностью оптической схемы фокусирующего зеркального поля.

### Постановка задачи

Известно, что максимальную эффективность преобразования теплоты в энергию дает только цикл Карно. Любой другой тепловой цикл дает меньшее значение КПД преобразования солнечной радиации, а соответственно, и меньшее значение эксергии солнечного излучения. На это, кстати, обращается внимание в статье Ильина [3]. Следовательно, для оценки эксергии потока солнечной радиации необходимо рассматривать преобразование ее энергии только в рамках канонического цикла Карно.

В настоящее время в термодинамике для определения эксергии теплового потока  $q$  используется обобщенное выражение [9], полученное на основе канонического цикла

Карно, которое включает две температуры: «большую» температуру цикла (температуру источника теплоты  $T_{max}$ ) и «меньшую» (температуру стока отработанной теплоты  $T_{min}$ , т.е. в данном случае температуры окружающей среды), причем, если «большая» температура  $T = const$ , выражение эксергии имеет такой вид:

$$exq = q \left( 1 - \frac{T_0}{T} \right) = q - T_0 \left( \frac{q}{T} \right) = q - T_0 \Delta S, \text{ где } \Delta S = \frac{q}{T} \quad (4)$$

В случае, если «большая» температура – переменная, ( $T \neq const$ ), для эксергии имеет место другое выражение:

$$exq = \int \left( 1 - \frac{T_0}{T} \right) dq = q - T_0 \int \frac{dq}{T} = q - T_0 \Delta S, \text{ где } \Delta S = \int \frac{dq}{T} \quad (5)$$

Анализ приведенных соотношений показывает, что для определения эксергии лучистого теплового потока  $q$  необходимо определить выражение «большой» температуры цикла Карно (температуры источника теплоты), поскольку «меньшей» температуры цикла (температура окружающей среды) обычно принимается для поверхности Земли близкой к 300 К.

Таким образом, основной задачей настоящего исследования является уточнение статуса тепловой радиации, а также вывод аналитического выражения для абсолютной температуры лучистого потока от Солнца (солнечной радиации) в зависимости от ее плотности и величины различных оптических потерь (в процессах его поглощения, рассеяния и отражения) при прохождении через атмосферу, отражения от зеркал в процессе фокусирования в оптических системах параболоидных солнечных концентраторов, а также солнечных ТЭС (СТЭС) с концентрацией солнечного излучения: СТЭС башенного типа и СТЭС с параболоцилиндрическими зеркалами.

### Результаты исследований

Новая трактовка температуры потока фотонов теплового излучения. В термодинамике [9] принято, что собственное тепловое излучение изотермической поверхности замкнутой полости полностью заполняет ее тепловой радиацией, которая в состоянии термодинамического равновесия представляет собой радиацию абсолютно черного тела (АЧТ) со спектром Планка, и которая имеет равновесную температуру, совпадающую с абсолютной температурой поверхности этой полости в соответствии с известным законом Кирхгофа.

В таком случае температура излучения, испускаемая отверстием физической модели АЧТ, созданной для калибровки пирометров, строго говоря, не является термодинамической, а является кинетической [10]. Кинетическая температура характеризует все случаи, где отсутствует полное термодинамическое равновесие (т. е. неравновесные процессы и системы), хотя она в принципе может быть сколь угодно близкой к равновесной температуре при соблюдении ряда условий.

Но в пирометрии абсолютные температуры излучения (яркостная  $T_J$  и радиационная  $T_R$ ) измеряемые бесконтактным способом однозначно относятся к излучающей поверхности, хотя в их математическое выражение, очевидно, входит яркость излучения  $B$  (спектральная или интегральная). А ведь и яркостная  $T_J$  и радиационная  $T_R$  температуры, измеряемые пирометром, вполне могут быть отнесены к самому тепловому излучению, испускаемому поверхностью. И их математическое выражение в этом случае будет связывать температуру поверхности с кинетической температурой излучения, которое оно испускает.

Известно, что астрономы давно трактуют излучение, заполняющее космическое пространство (так называемое «реликтовое» микроволновое излучение), как тепловое излучение с абсолютной температурой 2,7 К [11] и вообще не относят его к излучающей поверхности. Кроме того, известно, что солнечное излучение «долетает» до Земли не мгновенно, а за 8 минут. То есть, теплоноситель (поток фотонов) летит от Солнца до Земли в космическом пространстве 8 минут и все это время он существует сам по себе совершенно независимо от излучателя.

И, наконец, в процессе фокусирования прямого солнечного излучения системой зеркал (т. е. при изменении его направления на противоположное после отражения от зеркал в фокус) мы уже имеем дело не с излучением непосредственно от солнечного диска (который расположен перед зеркалом концентратора), а с отраженным излучением, поступающим в фокус от оптического (т.е. мнимого) изображения Солнца, расположенного позади отражающего зеркала.

Поэтому вполне логично здесь принять новую трактовку TSR – уже не как радиационной температуры солнечного диска, а как кинетической температуры собственно солнечной радиации. Поскольку приведенные выше аргументы вполне обоснованны, считаем далее солнечную радиацию лучистым потоком, который можно характеризовать новым параметром – кинетической температурой солнечной радиации TSR.

### Определение температуры солнечного излучения на внешней границе земной атмосферы

Если использовать пирометрический подход к определению яркостной температуры ТЯ солнечного излучения, то она будет вообще различной для разных длин волн излучения, поскольку в общем случае поверхность Солнца (фотосфера) излучает селективно.

Яркостная температура теплового излучения по спектру Солнца [12]:

Таблица 1

λ, мкм	0,305	0,39	0,48	0,56	0,61	0,85	1,45	2,4
ТЯ, К	5560	5400	5960	5840	5870	5700	6360	5880

Анализ данных, приведенных в таблице, показывает, что яркостная температура по спектру излучения Солнца сильно неравномерна: она колеблется в диапазоне от минимума 5400 К (для 0,39 мкм) до максимума 6360 К (для 1,45 мкм), т.е. разница составляет около тысячи градусов. Еще большая неравномерность яркостной температуры по спектру (причем уже не непрерывного, а дискретного) будет у солнечного излучения на поверхности Земли, т.е. после прохождения атмосферы. Поэтому в эксергетическом анализе солнечного излучения его параметры более рационально рассматривать в рамках радиационной (энергетической) температуры, для которой спектральный состав теплового излучения значения не имеет. Поэтому далее в статье спектральные характеристики излучения рассматриваться не будут.

### Радиационная температура солнечного излучения

В 2008 г. в работе [13] был проведен вывод аналитического выражения радиационной температуры солнечного диска. Модифицируем этот вывод в терминах кинетической температуры солнечной радиации. По определению, приведенному в стандарте [14] интегральная яркость теплового излучения Солнца  $B_s = dE/d\omega$ , где  $E$  – плотность теплового излучения Солнца, Вт/м<sup>2</sup>,  $\omega$  – телесный угол, стерadian (стер.). Телесный угол, в растворе которого с Земли виден солнечный диск  $\omega_s = 6,8 \cdot 10^{-5}$  стер. Поскольку угол  $\omega_s$  очень мал, то здесь можно записать:

$$B_s = dE_{\perp}/d\omega \cong E_s/\omega_s. \quad (7)$$

С другой стороны по определению [14] интегральная яркость теплового излучения равна  $\bar{B} = \sigma T^4/\pi$ , где  $T$  – кинетическая температура. Подставляя в это выражение значение интегральной яркости излучения Солнца (7), получаем простое математическое выражение радиационной температуры солнечного излучения:

$$TSR = 4 \sqrt{[(\pi \bar{B}_s)/\sigma]} = 4 \sqrt{[(\pi ESO)/(\sigma \omega_s)]} \quad (8)$$

где  $\omega$  – телесный угол, в растворе которого виден солнечный диск (стер.).

$\omega = \pi \cdot \sin^2(\varphi/2)$ , здесь  $\varphi$  – плоский угол (град.) при вершине конуса, охватывающего соответствующий телесный угол  $\omega$ , стер. Для условий заатмосферного космоса АМ0 принята стандартная солнечная постоянная  $E_s = 1360$  Вт/м<sup>2</sup> [12].

Подставляя его в выражение (7), получаем значение яркости солнечного излучения над атмосферой  $\bar{B}_s = E_s/\omega_s = 2 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>стер. А радиационная температура заатмосферного солнечного излучения в этом случае равна  $TRS = 5770$  К, что очень близко к принятой в астрономии величине  $5,5$  тыс. оС ( $5500^{\circ} + 273^{\circ} = 5773$  К).

### Анализ параметров солнечной радиации на поверхности Земли

Вычисление по формуле (8) температуры солнечной радиации TR после прохождения ею земной атмосферы показывает, что она снижается, поскольку значительная ее часть поглощается трехатомными молекулами (в основном газами: озоном и СО<sub>2</sub>, а также паром Н<sub>2</sub>О). А другая, тоже значительная часть, рассеивается на молекулах газов воздуха и частицах аэрозоля, образуя диффузную компоненту потока солнечной радиации.

В 1986 г. ТК №82 МЭК при ООН принял стандарт на спектр солнечной радиации у поверхности Земли: в нем суммарная плотность потока для АМ<sub>1,5</sub> составляет 1000 Вт/м<sup>2</sup>, а стандартная плотность прямого потока равна 850 Вт/м<sup>2</sup> для АМ<sub>1,5</sub> и не менее 750 Вт/м<sup>2</sup> для АМ<sub>3</sub> [15].

Известно, что в потоке солнечной радиации для АМ<sub>1,5</sub> разница между плотностью суммарного потока (1000 Вт/м<sup>2</sup>) и плотностью прямого потока (850 Вт/м<sup>2</sup>) представляет поток так называемого диффузного радиации, которая образовалась в результате рассеивания на трехатомных молекулах воздуха и на аэрозолях атмосферы. Диффузная радиация распространяется в рамках телесного угла, охватываемого конусом, ось которого совпадает с направлением прямого излучения, а угол при его вершине  $\theta$  составляет около 10 град., [15, 16].

На основе формул, полученных выше, оценим температуры прямого и диффузного лучистых потоков для АМ<sub>1,5</sub>, а также соответствующие потоки эксергии. Для плоского угла при вершине конуса  $\theta = 10$  град. получаем  $\omega_D = 2,386 \cdot 10^{-2}$  стер. Подставляя значение  $E_D = 150$  Вт/м<sup>2</sup> и значение  $\omega_D$  в формулу (8) получаем значение радиационной температуры диффузного лучистого потока  $T_D = 768$  К (495 оС).

Оценим плотность потока эксергии в диффузном лучистом потоке плотностью 150 Вт/м<sup>2</sup> и температурой  $T_D = 768$  К. По формуле (4) получаем, что значение плотности потока эксергии равно 91,4 Вт/м<sup>2</sup>. В результате для прямого излучения плотностью 850 Вт/м<sup>2</sup> радиационная температура после прохождения атмосферы АМ<sub>1,5</sub> по формуле (8) составляет 5130 К, а плотность потока эксергии 800,3 Вт/м<sup>2</sup>, т.е. она практически на порядок выше, чем эксергия диффузного потока.

Учет эксергии диффузной солнечной радиации важен при оценке эксергетической эффективности солнечных коллекторов [17], поскольку в этих гелиотехнических устройствах абсорбер (гелиоприемник) поглощает не только прямую, но и диффузную составляющие лучистого потока.

В итоге получаем, что плотность суммарного потока эксергии солнечной радиации в данном случае (AM1,5) составляет 891,7 Вт/м<sup>2</sup>, т.е. 89% от суммарного потока излучения (1000 Вт/м<sup>2</sup>).

**Зависимость плотности прямой солнечной радиации от длины ее пути в атмосфере (массы атмосферы)**

Известен ряд различных эмпирических формул [15], обобщающих данные по оптическому пропусканию атмосферой солнечного излучения:

$$\tau_1 = \exp(-c_1 m), \tau_2 = \exp(-c_2 \sqrt{m}), \tau_3 = 1 - c_3 \sqrt{m}, \text{ и др.}, \quad (9)$$

где m – воздушная масса, которую проходит прямое солнечное излучение в атмосфере до поверхности:  $m = (p/p_0) \cdot \text{cosec}\Theta$ , p и p<sub>0</sub> – давление воздуха на поверхности земли и на уровне моря, Θ – угол, определяющий высоту Солнца над горизонтом (град.).

Расчет параметров экспоненты (2) по трем точкам: для AM0 (τ = 1), AM1,5 (τ = 0,664) и AM3 (τ = 0,553) в случае, когда неизвестны эмпирическая постоянная (c) и показатель степени корня из m, дает точные значения для эмпирической постоянной c = 0,4106 и показателя степени при m (n = 0,34), последний очень близок к одной третьей (0,333).. Округляя полученные значения, получаем достаточно точную эмпирическую формулу, описывающую зависимость плотности прямой радиации от атмосферной массы AM(m):

$$ES(m)/ES(0) = \tau S(m) = \exp(-0,41 \cdot 3\sqrt{m}), \quad (10)$$

Полученная формула дает точные значения плотности прямого потока для AM0 (1360 Вт/м<sup>2</sup>) и для AM1,5 (850 Вт/м<sup>2</sup>), а для AM3 дает небольшую погрешность (0,4 %). По ней можно рассчитать зависимость пропускания τS и эксергии ES лучистого потока от массы атмосферы.

Данные расчета зависимости представлены в табл. 2.

Таблица 2

AM(m)	0	1	1,5	2	3	5
Θ, град.	–	90°	41° 49'	30°	19° 27'	11° 32'
τS(m), %	100	66,4	62,5	59,7	55,3	49,6
ES, Вт/м <sup>2</sup>	1360	903	850	812	753	675

Как показано выше, изменение эксергии солнечной радиации обусловлено изменением плотности потока и радиационной температуры.

Если учесть, что после прохождения атмосферы уменьшилась плотность прямой солнечной радиации (из-за поглощения и рассеяния), то уменьшилась и ее радиационная температура в соответствии с формулой (8), а поскольку  $ESM = ES_0 \cdot (\tau S)m$ , то она будет равна:

$$TSR = 4\sqrt{[(\pi \cdot ES_0 \cdot \tau S)/(\sigma \omega_s)]} = (TSR)_0 \cdot 4\sqrt{(\tau S)m} \quad (11)$$

По формуле (11) можно рассчитать зависимость радиационной температуры TSR от массы атмосферы. А если принять, что T<sub>0</sub> = 300 К, то можно определить зависимость эксергии потока СИ от массы атмосферы.

Данные расчета сведем в табл. 3.

**Потери эксергии в процессе фокусирования лучистого потока в элементах оптической схемы солнечных ТЭС (СТЭС)**

На основе полученных выше результатов проведем анализ изменения плотности лучистого потока и его радиационной температуры в зеркальных концентрирующих системах СТЭС [18].

Таблица 3

AM(m)	0	1	1,5	2	3	5
ES, Вт/м <sup>2</sup>	1360	903	850	812	753	675
TSR, К	5770	5350	5130	5070	4974	4840
exq, Вт/м <sup>2</sup>	–	852,3	800,3	764,0	707,6	633,2

После отражения солнечного излучения от зеркал концентраторов его радиационная температура уменьшается за счет того, что коэффициент отражения металлического слоя зеркал меньше единицы (для алюминия RA1 = 0,9), а кроме того, за счет увеличения телесного угла изображения Солнца, которое вызвано неидеальностью зеркал (неточностью оптической схемы и шероховатостью отражающей поверхности):

$$TSR = 4 \cdot \sqrt{[RA1(\pi \cdot ES0 / (\sigma \cdot \omega^*))]} \tag{12}$$

где  $\omega^*$  – расширенный ошибками телесный угол изображения солнечного диска,  $\omega^* = \pi \cdot \sin^2(\varphi^*/2)$ ,  $\varphi^* = \varphi + 2\delta$ .

В лучшем случае для параболических зеркал с полированным отражающим слоем зеркал угол ошибки  $\delta$  за счет шероховатости составляет около 20 % от углового размера Солнца  $\varphi$ . Но обычно для реальных СТЭС ошибка  $\delta$  гораздо больше за счет неточности схемы фокусирования. Если для RA1 = 0,9 температура радиации при отражении уменьшается всего на 2,6 %, то в случае, если угловая ошибка  $\delta$  составляет 50 % от угла  $\varphi$ , то температура TSR после прохождения оптической схемы зеркал уменьшится почти на треть (на 29,3 %). А с уменьшением температуры солнечной радиации, например, для AM1,5 (850 Вт/м<sup>2</sup>) от 5130 К до 3530 К после отражения излучения от зеркал концентратора (или поля гелиостатов) в направлении к фокусу, уменьшается и содержание эксергии в лучистом потоке (на 8,5 %). Таким образом, неточности оптической схемы СТЭС при фокусировании лучистого потока зеркалами приводят к большим термодинамическим потерям (потерям эксергии).

Кроме того, при падении пучка концентрированного солнечного излучения на поверхность гелиоприемника СТЭС также возникают существенные потери эксергии. Если пучок падает на гелиоприемную поверхность под углом  $\psi$ , то при этом снижается плотность лучистого потока  $ES = ES0 \cdot \cos\psi$ , что в свою очередь уменьшает температуру солнечной радиации TSR, а соответственно, и величину потока эксергии, воспринимаемую гелиоприемником.

Анализ концентрированного лучистого потока показывает, что в процессе фокусирования солнечного излучения на гелиоприемник СТЭС его плотность растет пропорционально степени концентрации  $N \sim \Omega/\omega$ , которая равна отношению двух телесных углов, соответствующих оптическому (т. е. мнимому) изображению Солнца ( $\Omega = \sum\omega^*$ ) и его реальному изображению  $\omega$ , а точнее:  $N = (\sum\omega^* \cdot \cos\psi_i) / \omega$ . Оптическое изображение Солнца образовано пучком лучей, отраженных зеркалами-гелиостатами. Его можно видеть из фокуса в растворе телесного угла  $\Omega$ .

Но соотношение потока эксергии к потоку энергии при этом уменьшается за счет оптических потерь, вызванных неидеальностью фокусировки зеркал СТЭС и

неперпендикулярностью падения пучка на поверхность гелиоприемника, так как при этом уменьшается температура солнечной радиации, а соответственно, снижается и поток эксергии.

### Оценка эксергетических потерь на СТЭС различного типа

Известно [18], что степень концентрации солнечного излучения в СТЭС с горизонтальными параболоцилиндрическими зеркалами невелика:  $N = 60-80$ , а температура теплоносителя, отводящего теплоту от линейного гелиоприемника едва достигает 400 оС. Степень концентрации солнечного излучения в больших СТЭС башенного типа с плоскими зеркалами-гелиостатами составляет  $N = 800-1200$ , при этом температура поверхности гелиоприемника в полдень достигает 700 оС, а теплоносителя в каналах гелиоприемника на башне СТЭС – 540 оС. Наибольшая степень концентрации достигается в модуле СТЭС с параболоидным зеркалом – в нем  $N$  около 2,5 тыс., а температура на поверхности гелиоприемника двигателя Стирлинга, установленного в его фокусе, – превышает 1000 оС.

Сравнение уровней температур солнечного излучения, падающего на поверхность зеркал СТЭС, (около 5 тыс. К) и уровня температур в гелиоприемниках СТЭС (максимум – 1000 оС) показывает, что именно на поверхности гелиоприемников СТЭС резко (более чем в 5 раз) снижается температура лучистого потока, а соответственно, из-за этих потерь «в разы» уменьшается плотность потока эксергии. Таким образом, именно в процессе поглощения концентрированного солнечного излучения рабочей поверхностью гелиоприемника СТЭС (через который прокачивается рабочее тело энергоустановки) имеют место основные термодинамические потери преобразования энергии на современных СТЭС.

Однако максимальная температура теплоносителя в гелиоприемниках больших СТЭС ограничивается не степенью концентрации, а возможностями современных типов ПТУ (паротурбинных установок), температурный предел которых ограничен прочностью лопаток паровых турбин (максимум 600 оС). Поэтому для повышения эффективности больших СТЭС необходимо переходить к использованию энергоустановок с более высокой «верхней» температурой цикла. Это можно осуществить при использовании термоэмиссионной «надстройки» в бинарном цикле с ПТУ [19] ( $T_{max} = 1500$  оС) или же на основе нового способа прямого преобразования энергии в рамках электрохимического механизма [20, 21], который уже сегодня допускает преобразование теплоты в энергоустановке СТЭС при значении «верхней» температуры цикла  $T_{max} = 1200^{\circ}\text{C}$ .

### Выводы

Впервые показано, что эксергия потока солнечной радиации должна определяться отнюдь не на основе «конструирования» новых фотонных циклов, ее необходимо трактовать как результат преобразования лучистого теплового канонического цикла Карно, для которого главную роль играют плотность падающего излучения (солнечной радиации) и термодинамическая температура лучистого теплового потока (потока фотонов).

В статье впервые солнечная радиация трактуется как лучистый тепловой поток, характеризующийся собственной кинетической температурой, которая не относится непосредственно к излучателю, т.е. к излучающей «поверхности» солнечного диска.

В данной работе получено точное аналитическое выражение радиационной температуры прямой и диффузной компонент солнечного излучения и найдено точное эмпирическое выражение экспоненциальной зависимости плотности прямого солнечного излучения от длины его пути в атмосфере (от «массы атмосферы» АМ).

Показано, что температура солнечной радиации снижается при уменьшении плотности потока излучения в процессе ее поглощения и рассеяния в земной атмосфере (в основном трехатомными молекулами: газом CO<sub>2</sub> и паром H<sub>2</sub>O, а также аэрозолями).

Установлено, что отношение потока эксергии к энергии лучистого потока в процессе его концентрации в оптических системах СТЭС не зависит от степени концентрации, а определяется только оптическими потерями при фокусировании.

Повышение эффективности СТЭС за счет концентрации солнечного излучения обеспечивается исключительно за счет значительного (на несколько порядков) уменьшения теплопотерь от нагретой поверхности гелиоприемников, тогда как температура солнечной радиации в процессе ее фокусирования системой концентрирующих зеркал снижается.

Показано, что основной источник термодинамических потерь в СТЭС имеет место в гелиоприемнике, где прямое солнечное излучение с радиационной температурой около 5 тыс. К поглощается поверхностью абсорбера и передается теплоносителю с температурой в ~ 5 раз ниже.

#### Список использованной литературы

1. Петеля Р. Эксергия тепловой радиации / Сб. "Вопросы термодинамического анализа (эксергетический метод). Изд. "Мир" М.: 1965, С. 222–237.
2. Гохштейн Г. П. Энтропийный метод расчета энергетических потерь. – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 111 с.
3. Ильин А. К. Оценка эксергии солнечной радиации // Судовые энергоустановки и машинно-двигательные комплексы. РФ, 2011. – С. 69–73.
4. Шаргут Я., Петеля Р. ЭКСЕРГИЯ. М.: «Энергия», 1968. 280 с.
5. Белл Л. Н., Гудков Н. Д. Предельная эффективность использования солнечной энергии: Аналитический обзор предлагаемых решений // Гелиотехника, ФАН УзССР, 1987, № 5, С. 7–13.
6. Крутов В. И. и др. Техническая термодинамика / Учебник для студентов ВУЗов, 3-е изд. – М.: «Высшая школа». – 1991. – 384 с.
7. Григорьев Б. А. Импульсный нагрев излучениями. Характеристики импульсного облучения и лучистого нагрева. М.: «Наука», 1974.
8. Чаругин В. М. Реликтовое излучение. – М.: «Знание», 1975. – 64 с.
9. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М.: «Наука», 1972. – 288 с.
10. Луданов К. И., Лиходед С. И. Температура в фокусе солнечной печи // Тезисы докладов Международной конференции М&Е, ИПМ НАНУ, Кацивели. – 2008, С. 402–403.
11. ГОСТ 7601-78 (ДСТУ 2756-94) ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА. Термины, буквенные обозначения и определения основных величин. – М.: 1979.
12. Колтун М. М. Солнечные элементы. – М.: «Наука», 1987. – 192 с.
13. Зверева С. В. В мире солнечного света. – Л.: Гидрометеиздат, 1988, – 160 с.
14. Луданов К. И. Эксергетическая эффективность солнечных коллекторов // Экотехнологии и ресурсосбережение. – 2006, № 5 – С. 68–72.
15. Стребков Д. С., Тверьянович Э. В. Концентраторы солнечного излучения. – М.: ГНУ ВИЭСХ, 2007. – 316 с.
16. Кокорев Л. С., Харитонов В. В. Прямое преобразование энергии и термоядерные энергетические установки. – М.: Атомиздат, 1980. – 216 с.
17. Луданов К. И. Способ преобразования высококонцентрированного солнечного излучения на СЭС башенного типа // Материалы международной конференции «Энергоэффективность-2014». Минск, 2014. – С. 66–67.
18. Шаргут Я., Петеля Р. ЭКСЕРГИЯ. М.: «Энергия», 1968. 280 с.
19. Белл Л. Н., Гудков Н. Д. Предельная эффективность использования солнечной энергии: Аналитический обзор предлагаемых решений // Гелиотехника, ФАН УзССР, 1987, № 5, С. 7–13.
20. Крутов В. И. и др. Техническая термодинамика / Учебник для студентов ВУЗов, 3-е изд. – М.: «Высшая школа». – 1991. – 384 с.
21. Григорьев Б. А. Импульсный нагрев излучениями. Характеристики импульсного облучения и лучистого нагрева. М.: «Наука», 1974.
22. Чаругин В. М. Реликтовое излучение. – М.: «Знание», 1975. – 64 с.

23. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М.: «Наука», 1972. – 288 с.
24. Луданов К. И., Лиходед С. И. Температура в фокусе солнечной печи // Тезисы докладов Международной конференции МЭЕ, ИПМ НАНУ, Кацивели. – 2008, С. 402–403.
25. ГОСТ 7601-78 (ДСТУ 2756-94) ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА. Термины, буквенные обозначения и определения основных величин. – М.: 1979.
26. Колтун М. М. Солнечные элементы. – М.: «Наука», 1987. – 192 с.
27. Зверева С. В. В мире солнечного света. – Л.: Гидрометеоздат, 1988, – 160 с.
28. Луданов К. И. Эксергетическая эффективность солнечных коллекторов // Экотехнологии и ресурсосбережение. – 2006, № 5 – С. 68–72.
29. Стребков Д. С., Тверьянович Э. В. Концентраторы солнечного излучения. – М.: ГНУ ВИЭСХ, 2007. – 316 с.
30. Кокорев Л. С., Харитонов В. В. Прямое преобразование энергии и термоядерные энергетические установки. – М.: Атомиздат, 1980. – 216 с.
31. Луданов К. И. Способ преобразования высококонцентрированного солнечного излучения на СЭС башенного типа // Материалы международной конференции «Энергоэффективность-2014». Минск, 2014. – С. 66–67.

### Referenses

1. Petel R. Exergia of thermal radiation. Sb. Questions of thermodynamic analysis (exergy method). Ed. Mir M.: 1965, p. 222–237.
2. Gokhstein GP Entropy method for calculating energy losses. - M.; L.: Gosenergoizdat, 1963.– 111 p.
3. Ilyin A.K. Evaluation of solar radiation exergy. Ship power plants and engine-propulsion systems. RF, 2011. - p. 69–73.
4. Shargut J., Petela R. EXERGY. M.: Energia, 1968. 280 p.
5. Bell L.N., Gudkov ND. The marginal efficiency of solar energy use: An analytical review of the proposed solutions. Helicotechnology, FAN UzSSR, 1987, No. 5, P. 7–13.
6. Krutov V. I. et al. Technical Thermodynamics. Textbook for University Students, 3rd ed. - M.: High School. - 1991. - 384 s.
7. Grigoriev B. A. Pulsed heating by radiation. Characteristics of pulsed radiation and radiant heating. M.: Science, 1974.
8. Charugin V. M. Relic radiation. - M.: Knowledge, 1975. - 64 p.
9. Makarova E. A., Kharitonov A. V. The distribution of energy in the spectrum of the Sun and the solar constant. M.: Science, 1972. - 288 p.
10. Ludanov K. I., Likhoded S. I. The temperature in the focus of the solar furnace // Abstracts of the International Conference ME ИП, IPM NASU, Katsiveli. - 2008, pp. 402–403.
11. GOST 7601-78 (DSTU 2756-94) PHYSICAL OPTICS. Terms, letter designations and definitions of basic quantities. - M.: 1979.
12. Koltun M. M. Solar cells. - M.: "Science", 1987. - 192 p.
13. Zvereva S. V. In the world of sunlight. - L.: Gidrometeoizdat, 1988, - 160 p.
14. Ludanov KI. Exergetic efficiency of solar collectors. Ecotechnologies and resource saving. - 2006, № 5 - P. 68–72.
15. Strebkov D. S., Tver'yanovich E. V. Concentrators of solar radiation. - M.: GNU VIESH, 2007. - 316 p.
16. Kokorev L. S., Kharitonov V. V. Direct Energy Transformation and Thermonuclear Power Plants. - M.: Atomizdat, 1980. - 216 p.
17. Ludanov K. I. A method of converting highly concentrated solar radiation at a tower SES. Proceedings of the international conference "Energy Efficiency 2014". Minsk, 2014. - P. 66–67.
18. Shargut J., Petela R. EXERGY. M.: Energia, 1968. 280 p.
19. Bell L. N., Gudkov NYU D. The marginal efficiency of solar energy use: An analytical review of the proposed solutions. Helicotechnology, FAN UzSSR, 1987, No. 5, P. 7–13.
20. Krutov V. I. et al. Technical Thermodynamics. Textbook for University Students, 3rd ed. - M.: High School. - 1991. - 384 s.
21. Grigoriev B. A. Pulsed heating by radiation. Characteristics of pulsed radiation and radiant heating. M.: Science, 1974.
22. Charugin V. M. Relic radiation. - M.: Knowledge, 1975. - 64 p.
23. Makarova E. A., Kharitonov A. V. The distribution of energy in the spectrum of the Sun and the solar constant. M.: Science, 1972. - 288 p.

24. Ludanov K. I., Likhoded S. I. Temperature in the focus of the solar furnace. Abstracts of the International Conference ME, IPM NASU, Katsiveli. - 2008, pp. 402–403.
25. GOST 7601-78 (DSTU 2756-94) PHYSICAL OPTICS. Terms, letter designations and definitions of basic quantities. - М.: 1979.
26. Koltun, MM, Solar Elements. - М.: Science, 1987. - 192 p.
27. Zvereva S. V. In the world of sunlight. - L.: Gidrometeoizdat, 1988, - 160 p.
28. Ludanov K. I. Exergetic efficiency of solar collectors // Ecotechnologies and resource saving. - 2006, № 5 - P. 68–72.
29. Strebkov D. S., Tver'yanovich E.V. Concentrators of solar radiation. - М.: GNU VIESH, 2007. - 316 p.
30. Kokorev L. S., Kharitonov V. V. Direct Energy Transformation and Thermonuclear Power Plants. - М.: Atomizdat, 1980. - 216 p.
31. Ludanov K. I. A method of converting highly concentrated solar radiation at a tower SES. Proceedings of the International Conference "Energy Efficiency 2014". Minsk, 2014. - P. 66–67.

Прийнята до друку 15.10. 2019 р.