

# Radiation of Real Bodies and Non-Contact Methods of Temperature Registration

M. V. Torchick, M. A. Kotov

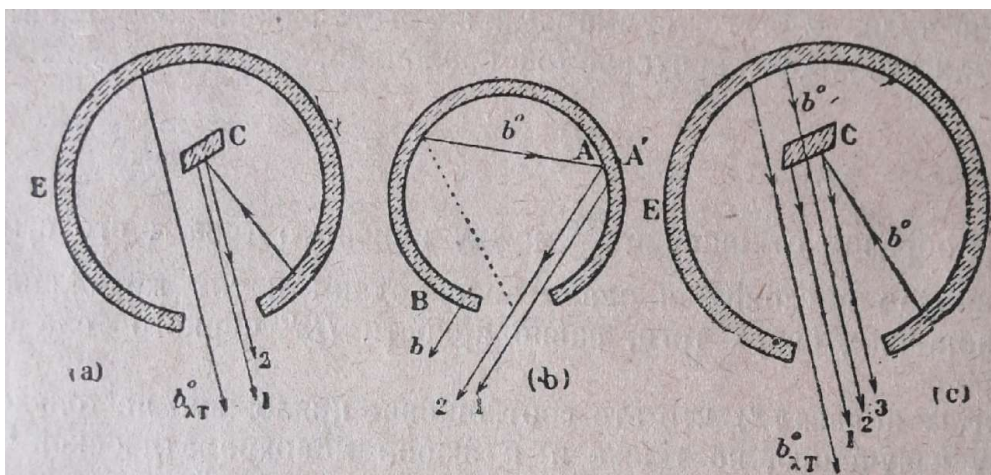
*Ishlinskyi Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences (IPMech RAS),  
Moscow, 119526, Russia*

[mari.torchick@ipmnet.ru](mailto:mari.torchick@ipmnet.ru)

## Abstract

The article briefly describes the development of equipment for the experimental determination of the radiative properties and temperatures of solids associated with radiation processes. The difficulties arising in determining the emissivity of various materials, as well as the advantages and disadvantages of the methods used for experimental registration of the corresponding parameters are described.

Keywords: radiation, temperature, blackbody, pyrometry.



Schematic representation of a black body model

УДК 535.24

# Излучение реальных тел и бесконтактные способы регистрации температуры

**М. В. Торчик, М. А. Котов**

*Институт проблем механики им. А. Ю. Иилинского Российской академии наук  
Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского, д. 101-1*

[mari.torchick@ipmnet.ru](mailto:mari.torchick@ipmnet.ru)

## Аннотация

В статье кратко изложено развитие оборудования для экспериментального определения излучательных свойств и температур твердых тел, связанных с процессами излучения. Описаны сложности, возникающие при определении степени черноты различных материалов, а также преимущества и недостатки применяемых методик экспериментальной регистрации соответствующих параметров.

Ключевые слова: излучение, температура, абсолютно черное тело, пирометрия.

## 1. Введение

Все существующие в природе нагретые тела испускают энергию в виде электромагнитных волн в широком диапазоне. В то же время все тела способны поглощать попадающую на их поверхность энергию. Однако, разные объекты при одних и тех же температурах поглощают и излучают не одинаковое количество излучения, из чего видно, что доля поглощенной энергии излучения зависит не только от температуры, но и от природы вещества, а так же от состояния и формы его поверхности [1]. Для описания процессов излучения в состоянии термодинамического равновесия было введено понятие абсолютно черного тела, поглощающего 100% попадающей на него энергии, ничего при этом не отражая и не пропуская. Реальные же тела отражают и пропускают определенную долю попадающего на них излучения, следовательно, т.н. «серые» тела излучают меньше энергии, чем поглощают, в отличие от черных тел.

Данная статья содержит краткий очерк развития как теоретических моделей, описывающих излучательные и поглощательные свойства нагретых тел, так и экспериментальных методик, применявшихся для регистрации соответствующих энергетических характеристик. В заключении делается акцент на аспекты применения представленных методик при экспериментальном моделировании аэродинамического нагрева материалов, используемых в аэрокосмической отрасли. В настоящее время разработка и изготовление таких материалов [2–4], сохраняющих свои эксплуатационные свойства при высоких температурах в условиях аэродинамического нагрева перспективных летательных аппаратов, является одной из актуальнейших проблем современного материаловедения [4]. В свою очередь, процесс теплообмена между нагревающимися частями летательных аппаратов неразрывно связан с излучательными характеристиками материалов, из которых они изготовлены.

## 2. Историческая справка

Одной из древнейших естественных наук является астрономия. Некоторые упоминания небесных тел сохранились еще с самых давних времен. Например, древнеегипетские пирамиды идеальной геометрической формы и календари, уже тогда имевшие 365 дней, то есть

12 месяцев в году [5], наводят на предположение о достаточно глубоких познаниях людей в астрономии в то время. Об этом также существуют китайские записи, предположительно относящиеся к XXV в. до н.э., приблизительно к той же эпохе относят и наблюдения о ярких звездах и созвездиях вавилонских жрецов-халдеев [6, 7]. Некоторые индийские священные книги содержат печати с изображениями на мифологические космологические и космогонические сюжеты, что указывает на то, что в Индии астрономические наблюдения проводились несколькими веками ранее. Однако, первые записи, касающиеся астрономических наблюдений и не вызывающие сомнений в достоверности, относятся только к VIII в. до н.э. [6, 7].

Приблизительно в V–IV в. до н.э. древнегреческий философ Анаксагор высказал мысль о том, что звезды на самом деле являются такими же объектами как Солнце, но меньшего размера. Он называл Солнце «раскаленным камнем» и предполагал, что все объекты состоят из «семян всех вещей» – гомеомерий [8]. В то время греки объясняли зрение двумя противоположными теориями: теорией интромиссии [9] и теорией излучения (теория экстрамиссии) [10]. Первая предполагала, что объект отбрасывает копии самого себя прямо в человеческий глаз, а вторая утверждала, что глаз улавливает некие волны, исходящие от объекта. Первым теорию излучения [11] предложил Платон (примерно V–IV вв. до н.э.). Основываясь на этой теории, Евклид (IV–III вв. до н.э.) сформулировал принцип кратчайшей траектории света и рассмотрел множественные отражения на плоских и сферических зеркалах [11]. Много позже, после VII н.э., эти идеи стали развиваться в мусульманских странах.

В XIII веке в своем известном послании «О тайных действиях искусства и природы и ничтожестве магии» («*Epistola fratris Rogeris Baconis de secretis operibus artis et naturae, et de nullitate magiae*») [12] Роджер Бэкон продемонстрировал, что свет отражается от объектов, а не исходит от них. Собственно, в большинстве своем эта работа была посвящена разоблачению различных «магических» явлений. Достижениям оптики посвящен отдельный раздел «О чудесном искусстве перспектив», в котором он объяснил, как, например, с помощью зеркал можно увидеть армию вместо одного человека, менять визуальный размер объекта или поджигать объекты, направляя на них пучок света.

В середине XVII в. Рене Декарт в своих трактатах объяснил многие оптические явления тем, что свет излучается создающими его объектами [13]. В трактате приводятся рассуждения о том, что человек видит объекты за счет лучей света, исходящих от их поверхности, а также математическая формулировка закона преломления. Исаак Ньютон развил эту идею до корпускулярной теории света, продемонстрировав разложение белого света, прошедшего через стеклянную призму, на цветной спектр [14]. В 1690 году Христиан Гюйгенс предложил волновую теорию света [15], основанную на предположениях Роберта Гука в 1664 году [18], который утверждал, что окраска тонких слоев объясняется отражением света от их поверхностей. В предложенной волновой теории [15–17] Гюйгенс изложил теорию отражения, преломления и двойного лучепреломления в кристаллах (сам Гюйгенс исследовал исландский шпат), сформулировал мысль ныне известную как принцип Гюйгенса о том, что каждая точка фронта световой волны сама по себе является источником света, и открыл поляризацию света.

Примерно в 1672 г. Исаак Ньютон экспериментально продемонстрировал дисперсию света [14]. Он показал, что белый свет, проходя сквозь прозрачную призму, раскладывается на непрерывный ряд лучей различного цвета, объяснив это тем, что лучи разного цвета по-разному преломляются. Это положило начало спектроскопии, однако, наибольший экспериментальный интерес к подобным исследованиям появился только в XIX в. Последующие исследования природы света включают исследования Гука [18], Гюйгенса [15], Юнга [19]. Дальнейшие эксперименты с призмами предоставили первые указания на то, что спектры были однозначно связаны с химическими компонентами. Ученые наблюдали выделение отчетливых цветовых паттернов при добавлении солей в огонь спирта [20].

В начале 1800 года Гершель тестировал различные фильтры для пропускания солнечного света и заметил, что фильтры разных цветов выделяют разное количество тепла. Он решил пропустить свет через призму, чтобы измерить различные цвета света с помощью термомет-

ра и в процессе этого произвел измерение сразу за красной границей видимого спектра. Он обнаружил температуру, на один градус превышающую температуру красного света [21]. Дальнейшие эксперименты привели Гершеля к предположению о том, что должна существовать невидимая форма света за пределами видимого спектра. В 1801 году немецкий физик Иоганн Вильгельм Риттер открыл ультрафиолет в эксперименте, аналогичном эксперименту Гершеля, с использованием солнечного света и стеклянной призмы [22]. Риттер отметил, что невидимые лучи вблизи фиолетового края солнечного спектра, рассеянные треугольной призмой, затемняют препараты хлорида серебра быстрее, чем близлежащий фиолетовый свет. Эксперименты Риттера были ранним предшественником того, что станет фотографией. Риттер отметил, что ультрафиолетовые лучи, первоначально носившие название "химические лучи" – "chemical rays", способны вызывать химические реакции [23].

В 1829 г. произошел прорыв в области электродинамики с термопарой Нобилия – Меллони, основанной на недавно открытом тогда эффекте Зеебека [24]. Нобиль произвел комбинацию висмутово-сурьмяных термопар, которые Меллони позже усовершенствовал в первый функциональный бесконтактный термодетектор. Этот инструмент позволял проводить все виды экспериментов, чтобы охарактеризовать это лучистое тепло, и к 1870-м годам стало общеизвестно, что инфракрасное излучение подчиняется той же физике, что и видимый свет [24].

В 1860 г. немецкий физик Г.Р. Кирхгоф предложил теоретическую модель идеального теплового излучателя [25]. Фактически эта модель представляла собой тело, находящееся в термодинамическом равновесии со своим излучением – абсолютно черное тело. В 1862–1864 гг. Джеймс Клерк Максвелл разработал уравнения для электромагнитного поля, из которых следовало, что волны в поле будут распространяться со скоростью, очень близкой к известной скорости света. Поэтому Максвелл предположил, что видимый свет (а также невидимые инфракрасные и ультрафиолетовые лучи) состоит из распространяющихся возмущений (или излучения) в электромагнитном поле [26].

В 1878 году С. Лэнгли разработал болометр – гораздо более точное измерительное устройство, основанное на изменениях удельного электрического сопротивления платиновой полоски. Его самым известным результатом с использованием этого прибора стала карта солнечного спектра и его линий поглощения. Это привело к многочисленным попыткам определить температуру Солнца и характер пика функции излучения [27, 28]. Впервые радиоволны были преднамеренно созданы Генрихом Герцем в 1887 году [29] с использованием электрических цепей, рассчитанных для создания колебаний на гораздо более низкой частоте, чем у видимого света, следуя способам создания колеблющихся зарядов и токов, предложенными уравнениями Максвелла [26]. Герц также разработал способы обнаружения этих волн, а также создал и охарактеризовал то, что позже было названо радиоволнами и микро-волнами [30].

С тех пор попытки теоретически описать поведение излучения черного тела предпринимались многими выдающимися физиками и только в 1900 г. Макс Планк смог сформулировать закон теплового излучения [31, 32]. Это положило начало квантовой теории. Появление закона Планка позволило математически описать излучение черного тела, однако, вычисление излучательных характеристик через это уравнение представляло огромную сложность и отнимало много времени [33, 34]. В 1893 году, используя законы термодинамики вместе с эффектом Доплера, Вильгельм Вин смог теоретически вывести общую формулу, ныне известную как закон смещения Вина, которая представляет собой уравнение для спектрального распределения излучения черного тела [35, 36]:

$$\lambda_{\max}T = b \quad (1)$$

Здесь  $\lambda_{\max}$  – длина волны, соответствующая излучению с максимальной интенсивностью;  $b = 0.002897771955$  [м·К] – постоянная величина. Знание того, что определенной температуре соответствует определенный цвет излучения, положило начало пирометрии.

### 3. Модель абсолютно черного и серого тел

Было давно замечено, что разные тела, нагретые до одинаковой температуры, испускают разное количество лучистой энергии (проще говоря, по-разному светятся, имеют разный цвет). Многие ученые пытались найти связи между поглощением и излучением, однако, только Кирхгоф [25] смог точно ее установить: «Энергия, излучаемая любым телом, должна быть полностью заимствована из его собственного тепла; а вся лучистая энергия, поглощаемая телом, должна полностью переходить в теплоту». Таким образом, тело, находящееся в термодинамическом равновесии с окружающей средой, излучает в окружающее его пространство ровно столько же лучистой энергии, сколько получает.

Теоретическую модель черного тела предложил Кирхгоф [25] в 1860 г. В его понимании это было некое идеализированное тело с бесконечно тонким поверхностным слоем, который поглощает все приходящее на него излучение, независимо от угла падения и длины волны. Такое тело находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой и излучает по закону Стефана – Больцмана [37, 38]. Кроме того, его утверждение, ныне известное как закон Кирхгофа, гласит: «Для тела из любого произвольного материала, излучающего и поглощающего тепловое электромагнитное излучение на любой длине волны в термодинамическом равновесии, отношение его мощности излучения к его безразмерному коэффициенту поглощения равно универсальной функции только длины волны излучения и температуры. Эта универсальная функция описывает идеальную мощность излучения черного тела». Иными словами, для любого не черного тела коэффициент излучения определяется как

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{M}{M_{\text{чт}}}, \quad (2)$$

где  $M$  и  $M_{\text{чт}}$  – излучение реального и черного тел соответственно, измеряемые в [Вт/м<sup>2</sup>].

Чтобы приблизить модель черного тела к реальной, она представляется как замкнутая термодинамическая система, состоящая из теплоизоляционной оболочки с малым отверстием и некой средой внутри (самого тела) [39]. Эта оболочка поглощает излучение, которое отражается от внутренних стенок оболочки, но не выходит наружу. И наоборот, если оболочка с ее содержимым равномерно нагрета, то излучение выходит через это отверстие, причем контуры объектов внутри оболочки при таких условиях будут неразличимы (рис. 1). Поскольку каждая точка системы из оболочки и ее содержимого в каждый момент времени имеет такую же температуру, как и любая другая точка этой же системы, она (точка) в каждый момент времени получает ровно столько же электромагнитной энергии от соседних точек, сколько отдает им. Теплообмен внутри такой системы происходит только посредством излучения и говорить о каких-либо других теплофизических свойствах в концепции черного тела не корректно, их просто нет. Это одно из главных отличий такой модели от реальных тел.

Из-за термодинамического равновесия системы «оболочка-содержимое», тело, находящееся внутри этой оболочки, становится невидимым (рис. 1, *a*) и вообще-то не имеет значения, что именно находится внутри оболочки, будь то твердое непрозрачное тело определенной формы, однородная среда (рис. 1, *b*) или полупрозрачное тело (рис. 1, *c*). Важно только то, что именно в такой конфигурации вся система излучает и является черным телом, хотя по отдельности объекты, скорее всего им, т.е. черным телом, не будут. Со средой вне оболочки система контактирует только через малое отверстие: в него входит излучение извне и выходит излучение от системы.

Кирхгоф установил, что: «Для любого простого излучения длины волны  $\lambda$  отношение спектральной яркости к коэффициенту поглощения является постоянной величиной для всех тел при одной и той же температуре и равно яркости черного тела при той же температуре на той же длине волны» [25].



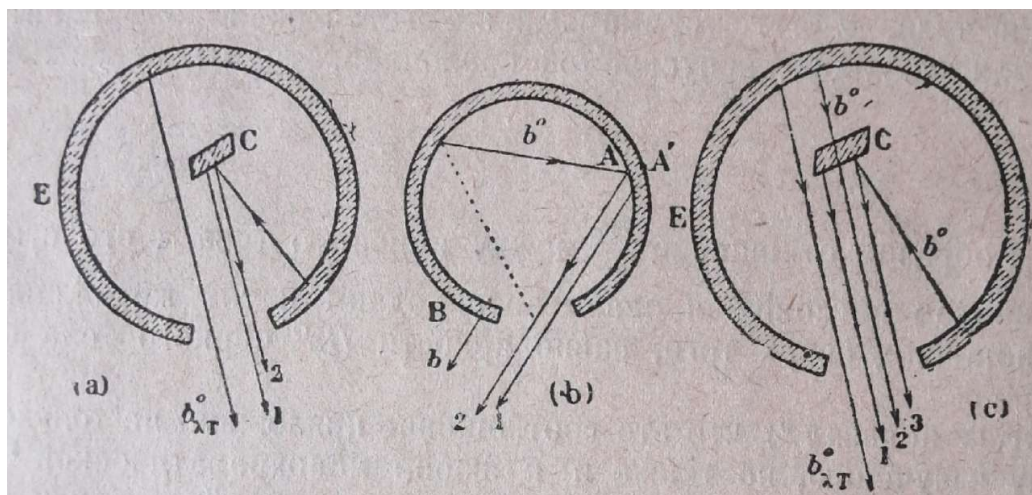


Рис. 1. Модель излучения абсолютно черного тела [39]: *a* – система с непрозрачным телом, *b* – система с прозрачным телом, *c* – система с полупрозрачным телом

В 1895 г. Отто Люммер и Вильгельм Вин предложили модель абсолютно черного тела, собранную в реальных условиях [40]. Она представляла собой очерненную изнутри полость с маленьким отверстием, из которого и выходило искомое равновесное тепловое излучение. В последующие годы Люммер вместе с Эрнстом Принсгеймом представили другие варианты по экспериментальной реализации модели черного тела [41–43]. На рис. 2 представлен один из них.

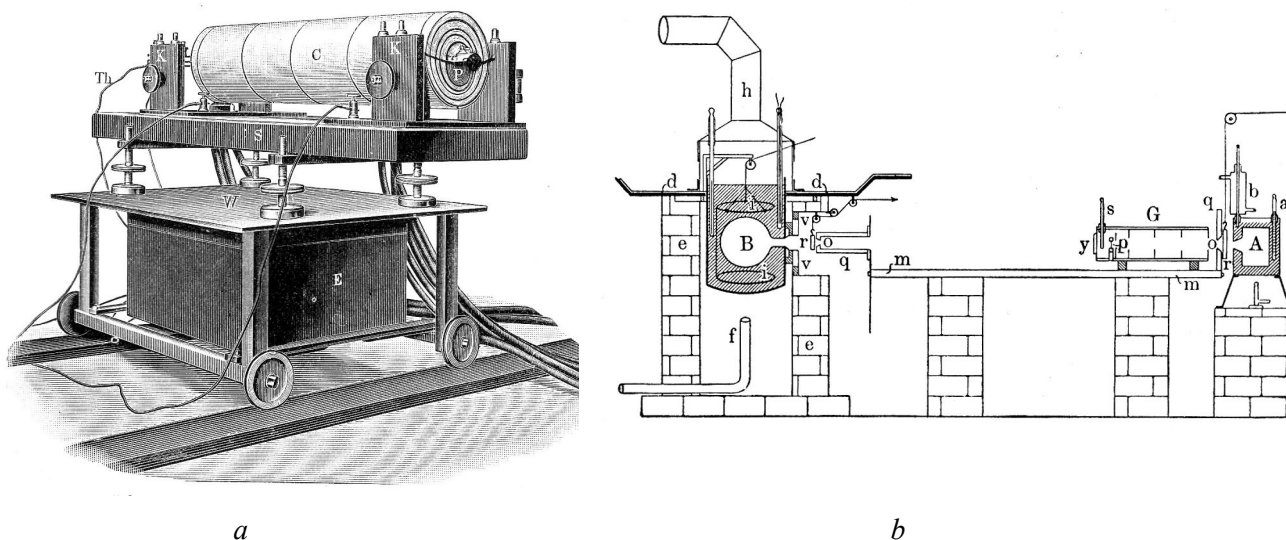


Рис. 2. Экспериментальная реализация абсолютно черного тела: *a* – внешний вид установки [44]; *b* – схематическое изображение установки [41].

Макс Планк в 1914 году в своей книге [45] ввел некоторые ограничения для модели черного тела, предложенной Кирхгофом:

- 1) Тело должно иметь черную поверхность, чтобы попадающие на нее лучи поглощались, но не отражались и не рассеивались. Поскольку излучательные свойства тела зависят не только от самого тела, но и от окружающей его среды, тело, считающееся черным, например, на воздухе, не обязательно будет таковым в любой другой среде.
- 2) Тело должно иметь наименьшую допустимую толщину, гарантирующую, что поглощенное излучение не покинет это тело в любой другой точке поверхности. Эта толщина должна определяться поглощательной способностью самого тела.
- 3) Тело не должно рассеивать попадающее на него излучение.

В настоящее время определение абсолютно черного тела звучит следующим образом: это тело, поглощающее все излучение, не отражая, не передавая и не рассеивая электромагнитную энергию, при любой длине волны и для любого угла падения. Прямая противоположность абсолютно черного тела – белое тело, т.е. тело, отражающее все излучение, попавшее на его поверхность [45].

Вместе с тем, существует идеализированная модель серого тела, у которого коэффициенты поглощения, отражения и рассеяния постоянны при любой длине волны и температуре. Именно на этом упрощении основаны пирометрические методы определения температуры [39, 46].

## 4. Модели различных температур тела

Приборы для бесконтактного измерения температуры – яркостной, цветовой или радиационной – основываются на законах излучения абсолютно черного тела. Погрешность от таких измерений связана с тем, насколько характер излучения образца отличается от модели черного тела.

### 4.1. Яркостная температура

Яркостную температуру изучаемого образца можно измерить по зависимости его яркости (интенсивности излучения) от температуры при определенной длине волны. Если при излучении на данной длине волны яркости абсолютно черного тела и образца равны, то и температура черного тела будет равна яркостной температуре. Тогда по закону Кирхгофа, используя формулу Вина и известную монохроматическую излучательную способность тела на длине волны  $\lambda$  при температуре  $T$ , получается [1, 39, 46]

$$T_{\text{ярк}}^{-1} - T^{-1} = \lambda c_2^{-1} \ln \varepsilon_{\lambda}^{-1}, \quad c_2 = \frac{hc}{k}, \quad (3)$$

где  $T_{\text{ярк}}$  – яркостная температура;  $\varepsilon_{\lambda}$  – монохроматическая излучательная способность реального тела,  $h = 6.626\ 070\ 15 \times 10^{-34}$  кг·м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup> (Дж·с) – постоянная Планка;  $c = 299\ 792\ 458$  м/с – скорость света в вакууме;  $k = 1.380\ 649 \times 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана.

На самом деле, для определения связи яркостной и истинной температур образца, лучше использовать формулу Планка вместо формулы Вина, однако тогда вычисление будет более долгим и сложным. Наибольшая погрешность от неточного определения степени черноты исследуемого тела здесь получается в области невысоких температур в УФ-диапазоне [46].

### 4.2. Цветовая температура

Цветовая температура измеряется исходя из того, что при изменении температуры в образце меняется и распределение энергии в его спектре. Отношение интенсивностей излучения абсолютно черного тела на двух разных длинах волн определяет точное значение температуры [46]. Измеряются интенсивности излучения на двух длинах волны и исходя из их сравнения получается система двух алгебраических уравнений с двумя искомыми величинами

$$\begin{cases} \varepsilon_1(\lambda_1) = A\varepsilon_2(\lambda_2) \\ T = \left[ \frac{1}{T_{\text{цвет}}} + \frac{1}{c_2} \ln \left( \frac{\varepsilon_1(\lambda_1)}{\varepsilon_2(\lambda_2)} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \right]^{-1}, \end{cases} \quad (4)$$

где  $A$  – некий параметр, связывающий степени черноты изучаемого тела при данных длинах волн;  $T_{\text{цвет}}$  – цветовая температура исследуемого тела;  $T$  – искомая истинная температура тела.

### 4.3. Радиационная температура

Радиационная температура характеризует энергию во всем спектре излучения тел. Если энергия полного излучения черного и серого тел равны, то радиационная температура серого тела определяется температурой черного тела [1]. Тогда искомую истинную температуру  $T$  можно определить по закону Стефана – Больцмана

$$\varepsilon_t \sigma T = \sigma T_{\text{рад}} \quad (5)$$

В данном случае не учитывается взаимодействие с окружающей средой. При измерении радиационной температуры получаются менее точные результаты по сравнению с другими бесконтактными методами.

## 5. Излучение реальных тел

Различают интегральное (полное) (по-английски «emittance») и монохроматическое излучение (в зарубежных источниках «radiance»). Отличие состоит в том, что первое – излучение во всем диапазоне длин волн от 0 до  $\infty$ , а второе – это излучение в очень узком диапазоне от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ .

Поскольку абсолютно черных тел в природе не существует, было введено понятие степени черноты, также называемое излучательной способностью или коэффициентом излучения. Этот коэффициент показывает отношение плотности потока излучения реального тела к плотности потока излучения черного тела при одинаковой температуре в одну и ту же среду. Как уже говорилось выше, степень черноты в общем случае является функцией длины волны и температуры. И все же, в реальных условиях возникает вопрос о справедливости применения законов, выведенных для термодинамически равновесной системы.

Первые попытки вычислить излучательные характеристики реальных тел были сделаны в рамках электромагнитной теории Максвелла [26]. В 1902 г. Хаген и Рубенс [44] в своих опытах показали, что экспериментальные значения монохроматической степени черноты в направлении нормали к излучающей поверхности хорошо согласуются с формулой Друде (6) в далекой ИК области и с уменьшением длины волны расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями увеличивается.

$$\varepsilon_{\lambda n} = 2 \sqrt{\frac{\nu}{\sigma}} \quad (6)$$

Формула (6) показывает связь монохроматической излучательной способности в направлении нормали к поверхности  $\varepsilon_{\lambda n}$  с электропроводностью  $\sigma$  реального тела. Здесь  $\nu$  – частота электромагнитного излучения.

В 60-х годах XX века Садыков теоретически изучал степень черноты металлов [47-49] и определил ее зависимость от температуры, длины волны и коэффициента теплопроводности. Он показал [49], что для каждого металла существует своя длина волны  $\lambda_p$  при которой спектральная степень черноты постоянна при любой температуре. Для длин волн, меньших  $\lambda_p$  спектральная степень черноты падает с ростом температуры, а для длин волн, которые больше – увеличивается. При этом интегральная степень черноты всегда увеличивается с ростом температуры.

На практике для осуществления модели излучения абсолютно черного тела необходимо обеспечить тепловое равновесие излучательной модели. Это можно осуществить внутри замкнутой оболочки с непрозрачными для излучения и теплоизолированными стенками. Для регистрации излучения извне в стенке должно быть отверстие, наличие которого уменьшит объемную плотность энергии излучения внутри оболочки. Величина потерянного излучения определяется как сумма собственного излучения отверстия (отсутствующего элемента оболочки) и излучения, отражаемого им от других элементов оболочки.



Аналогично методам определения теплопроводности и теплоемкости твердых тел [50], методы исследования интегральной излучательной способности можно разделить на стационарные и нестационарные. Среди стационарных методов наиболее распространены радиационный и калориметрический методы [1]. Радиационный метод, так же называемый методом приемника, считается наиболее универсальным, поскольку подходит для большего класса материалов и широкого диапазона температур. Его сущность заключается в измерении термометром лучистой энергии, исходящей от исследуемого и эталонного тел. В качестве эталона может служить черное тело или образец с известной степенью черноты. Экспериментальные установки для определения полной излучательной способности твердых тел таким методом всегда имеют источник тепла, нагревающий образец до нужной температуры, и приемник излучения. Выбор источника тепла и приемника излучения может зависеть от условий испытания и свойств конкретного материала, однако сущность метода всегда одна и та же: образец, нагретый до известной температуры, излучает на приемник, поверхность которого является абсолютно черной или степень черноты достоверно известна; зная геометрию системы, можно рассчитать лучистый поток, приходящий на поверхность приемника (рис. 3). Подробные математические выкладки можно найти в книге [1].

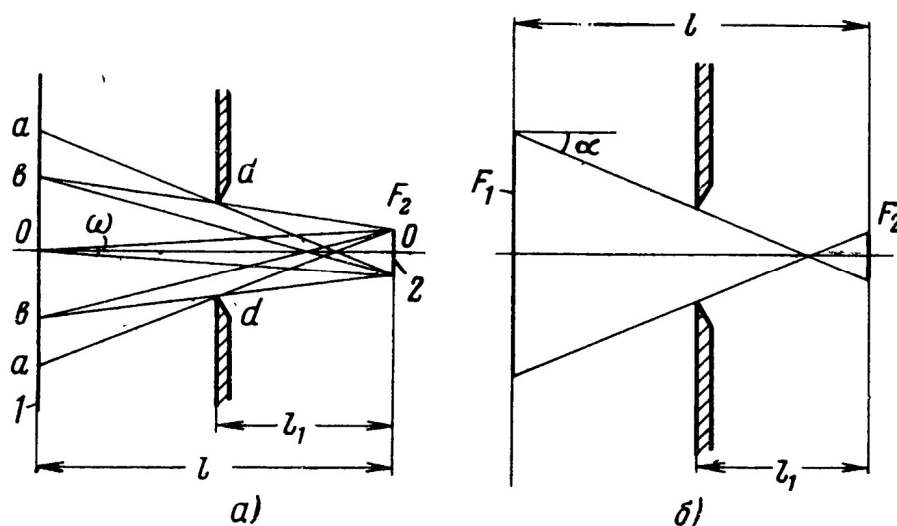


Рис. 3. а) – схема осуществления радиационного метода определения полной излучательной способности серого тела; б) – схема «условного» радиометра [1]

Таким методом в работах [51, 52] определялась интегральная степень черноты материалов, проводящих электрический ток. В качестве источника тепла использовался ламповый генератор. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 4. Цилиндрический образец нагревали в высокочастотном поле двухвиткового индуктора. Болومتر принимал излучение с верхней торцевой поверхности образца. Истинная температура измерялась снизу по модели черного тела, выполненной внутри исследуемого образца в виде глубокого сверления диаметром 2 мм, не достигающего до исследуемой поверхности на  $1.5 \div 2$  мм. Авторы отметили, что такой способ может оказаться недостаточно точным для металлов при температурах свыше 1200 К в силу их низкой излучательной способности. Полученные в [51] результаты сравнивались с более ранними источниками [53–56] (рис. 5). По оценкам авторов работы [51] погрешность при измерении интегральной излучательной способности вольфрама составила 6.3 % при 1600 К и 5.2 % при 2800 К.

Калориметрический метод, называемый также методом излучения, основан на непосредственном измерении изученной телом энергии. Тело, имеющее внутри себя источник тепла, помещается в замкнутую камеру. Тепловой поток, необходимый для того, чтобы нагреть исследуемый образец до определенной температуры, определяется теплообменом внутри системы «образец – камера». Однако, на практике возникает погрешность в опреде-

лении коэффициента излучения, поскольку исследуемый образец имеет свои теплофизические характеристики, в частности теплопроводностью часть полученного тепла передается в крепления, на которых этот образец расположен и т.д. Кроме того, если эксперимент проводится в какой-либо среде, возникают и конвективные потери тепла. При низких температурах возникает еще больше погрешностей.

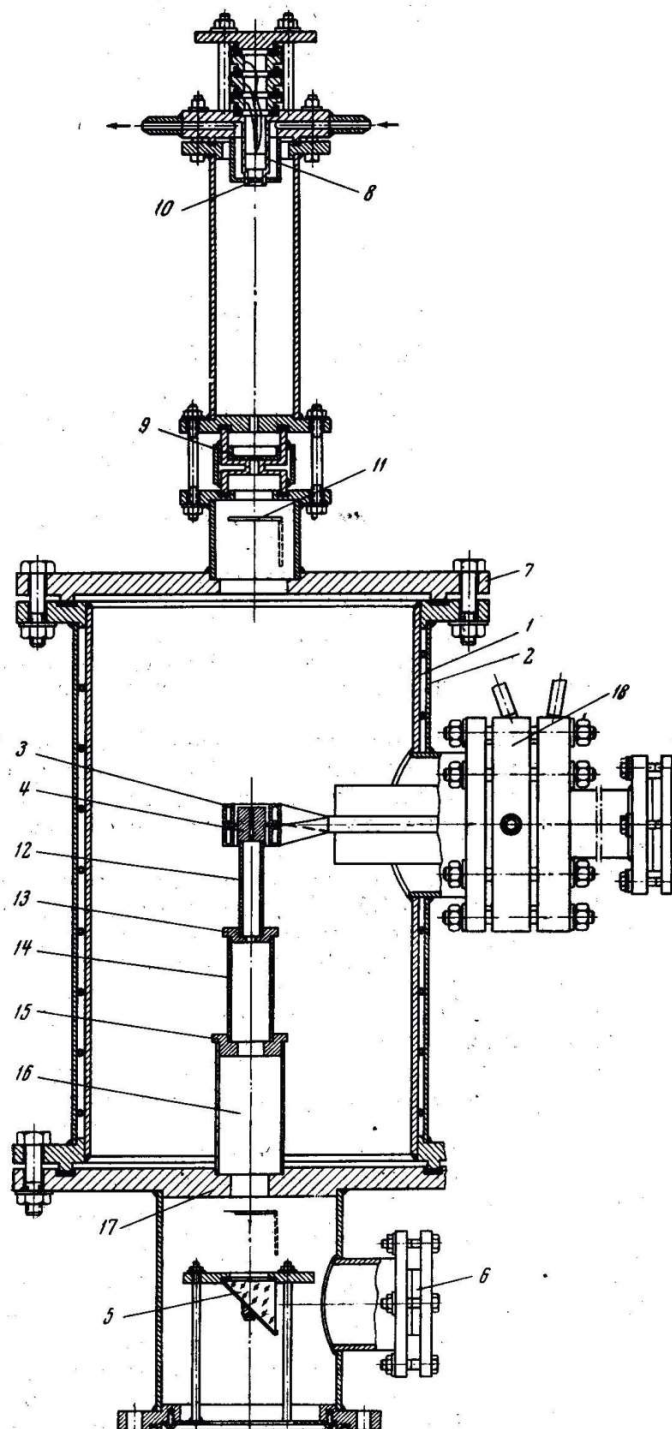


Рис. 4. Калориметрическая установка для определения излучательной способности твердых тел [51]: 1 – рабочая камера; 2 – рубашка охлаждения; 3 – индуктор; 4 – исследуемый образец; 5 – призма; 6 – кварцевое окно; 7 – верхний фланец; 8 – корпус болометра; 9 и 10 – диафрагмы; 11 – поворотный затвор; 12–16 – система креплений образца; 17 – нижний фланец; 18 – коаксиальный ввод индуктора

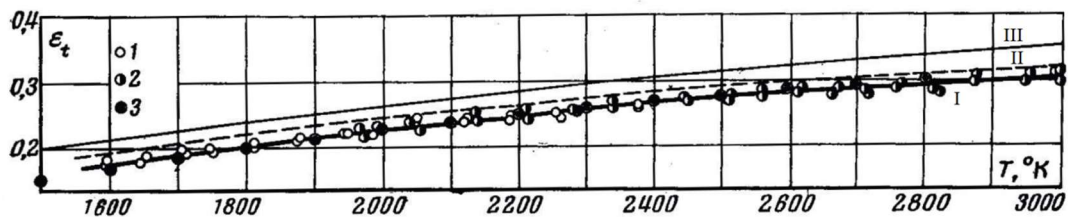


Рис. 5. Интегральная нормальная излучательная способность вольфрама [51]: I – аппроксимирующая кривая результатов работы [51]; II – аппроксимирующая кривая результатов работы [53]; III – аппроксимирующая кривая результатов работы [54]; 1 – экспериментальные значения, представленные в [55]; 2 – экспериментальные значения работы [51]; 3 – экспериментальные значения, полученные в работе [56]

Одним из примеров реализации такого метода являются работы Шейндлина, Чеховского и Петрова [57–60] 1960–1970х годов, в которых описан способ определения интегральной степени черноты полусферического излучения, подходящий для проводящих электрический ток материалов. Суть эксперимента состояла в том, что образец, изготовленный в виде тонкостенной длинной трубки, нагревался до нужной температуры током (рис. 6). Пример полученных таким методом данных показан на рис. 7.

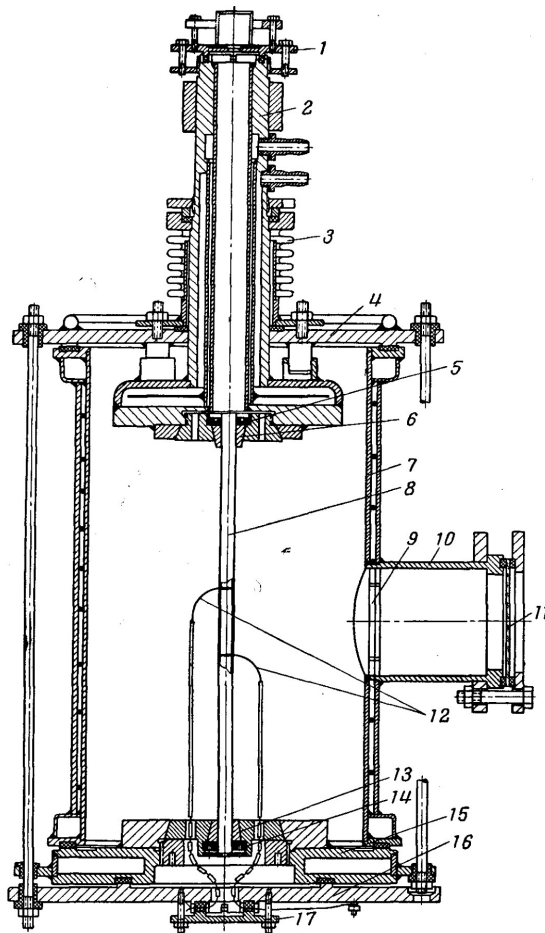


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для определения излучательной способности материалов, проводящих электрический ток [57]: 1 – конус; 2 – прижимная втулка; 3 – верхний токоподвод; 4 – шпилька; 5 – фланец-стакан; 6 – сильфон; 7, 11, 26 – специальная гайка; 8 – призма полного внутреннего отражения; 9 – прижимная планка; 10, 16, 19, 31, 32 – фланец; 12, 14, 15, 22, 25, 27 – прокладка; 13 – штуцер; 17 – изоляционная втулка; 18 – шпилька; 20 – корпус; 21 – кольцо; 23 – конус; 24 – образец; 28 – контактный конус; 29 – прижимная втулка; 30 – кольцо уплотнения; 33 – нижний токоподвод

Зная силу тока  $I$ , проходящего через образец, падение напряжения  $U$  на изотермическом рабочем участке, температуру и геометрические размеры этого участка можно определить интегральную степень черноты как

$$\varepsilon_t = \frac{UI}{\sigma S \varphi(T) T^4}, \quad (7)$$

где  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $S$  – площадь излучающей поверхности при комнатной температуре;  $\varphi(T)$  – поправка на изменение площади излучающей поверхности за счет температурного расширения образца (может достигать 3.5 %);  $T$  – истинная температура образца. Эта формула не учитывает собственное излучение внутренних стенок установки и отраженное от них излучение, т.к. эти величины пренебрежимо малы. Температура внутренней поверхности стенки корпуса контролировалась зачеканенной термопарой и не поднималась выше 330 К при максимальной температуре опыта. С целью уменьшения влияния отраженного излучения все внутренние поверхности установки были зачернены аквадагом.

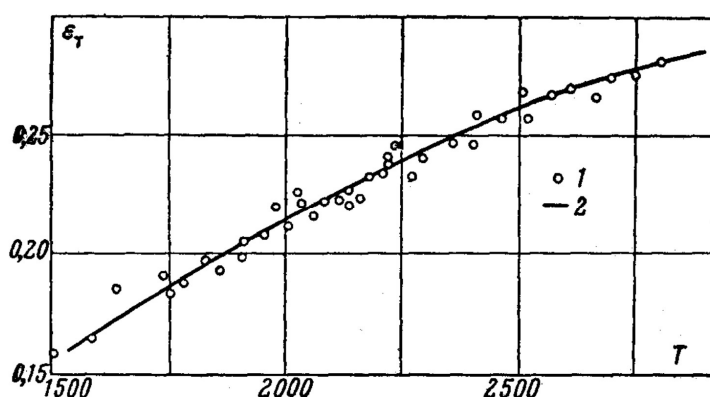


Рис. 7. Зависимость интегральной степени черноты молибдена от температуры: 1 – экспериментальные точки; 2 – аппроксимирующая кривая [57]

Все нестационарные методы определения интегральной излучательной способности базируются на уравнении теплового баланса при охлаждении образца излучением, считая, что образец достаточно тонкий, чтобы пренебречь перепадом температуры и считать температуру во всех точках образца одинаковой [1]

$$mc_p \frac{dT}{dt} = \varepsilon_{\text{эфф}} S \sigma (T^4 - T_2^4), \quad (8)$$

где  $m$  – масса образца;  $c_p$  – теплоемкость образца;  $T$  – температура образца, как функция времени  $t$ ;  $T_2$  – температура окружающей среды;  $S$  – площадь излучающей поверхности;  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана. Величина  $\varepsilon_{\text{эфф}}$  здесь является эффективной излучательной способностью или приведенной степенью черноты. Как правило, она зависит от излучательных характеристик образца и окружающей среды, их температур и геометрии системы. Для большей точности в правой части выражения (8) должен быть введен результирующий тепловой поток между образцом и окружающей средой. Обычно разницу между величиной  $\varepsilon_{\text{эфф}}$  и реальной излучательной способностью образца стараются сократить за счет охлаждения и чернения стенок камеры, содержащей образец. Главными недостатками такого метода являются ограничение по максимальной температуре и необходимость экспериментальных данных по теплоемкости исследуемого образца.

Отдельный интерес представляет излучение некоторой незамкнутой полости. На практике это открытая камера, внутри которой нагревается изучаемый образец. Излучение от внутренних стенок полости будет создавать некоторые помехи для приборов, регистрирующих температуру образца оптическим способом. В работе [61] исследовалось полное излуче-

ние конической полости. Для углов раскрытия  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $120^\circ$  были получены значения локального лучистого переноса. Наибольший коэффициент излучения и температура достигаются на вершине конуса и уменьшается по мере удаления от нее. При уменьшении угла в вершине конуса значение поверхностного излучения увеличивается.

В работе [62] интегральная полусферическая излучательная способность измерялась в режиме охлаждения. Образец в виде тонкой таблетки диаметром 20 мм и толщиной 1 мм крепилась на тонкую термопару (рис. 8). Медная камера, содержащая образец, охлаждалась жидким азотом. Образец нагревался до температуры, не превышающей 500 К, излучением, исходящим от дуговой отражательной печи. Измерялась зависимость температуры от времени охлаждения образца. Этим же методом в режиме нагревания в работе [63] было предложено использовать две параллельные пластины, одна из которых имеет известные интегральные характеристики, а вторая – исследуемая. Результирующий лучистый поток и приведенную степень черноты исследуемой пластины определяют по изменению ее температуры.

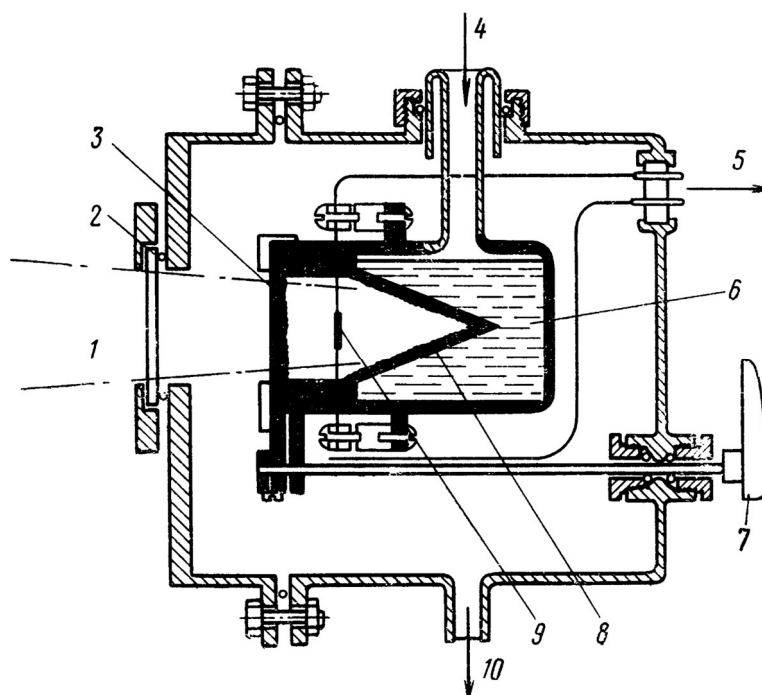


Рис. 8. Схема установки для определения интегральной полусферической излучательной способности в режиме охлаждения [62]: 1 – пучок от дуговой отражательной печи; 2 – кварцевое окно; 3 – медная заслонка; 4 – подача жидкого азота; 5 – выходы термопары; 6 – жидкий азот; 7 – привод заслонки; 8 – медный конус; 9 – образец; 10 – магистраль к вакуумному насосу

С определением монохроматической излучательной способности дело обстоит сложнее. Обычно экспериментально определяют не полусферическую, а направленную монохроматическую излучательную способность, из-за ее большей практической и теоретической значимости. Все методы измерения направленной монохроматической излучательной способности  $\epsilon_\lambda$  делятся на две группы: прямые, когда измеряется сама величина  $\epsilon_\lambda$ , и косвенные, когда величина  $\epsilon_\lambda$  вычисляется через экспериментально определенную отражательную  $\rho_\lambda$  или  $a_\lambda$  поглощательную способность по закону Кирхгофа. Прямые методы определения применяются для измерений при высоких температурах, в то время как косвенные – при низких [1, 64–66]. Прямые методы определения монохроматической излучательной способности в свою очередь можно разделить на способ пирометра и способ непосредственного сравнения с эталоном. Способ пирометра отличается от способа сравнения с эталоном лишь тем, что в первом случае температура входит в формулу для определения излучательной способ-

ности как основной параметр, а во втором – параметр отнесения, что позволяет существенно снизить погрешность [64–66].

## 6. Оборудование

Приблизительно в конце XIX – начале XX вв. стали появляться приборы для определения температуры нагретых тел по их излучению. В пирометрии выделяют два основных подхода: радиационная и оптическая пирометрия [67]. Различие состоит в том, что радиационные пирометры фиксируют количество энергии, попадающей на приемник, в то время как оптические – длину электромагнитной волны.

### 6.1. Оптическая пирометрия

#### 6.1.1. Яркостная пирометрия

Яркостные температуры реальных тел обычно определяют в области видимого излучения, поэтому используют оптические пирометры с «исчезающей» нитью, фотографические методы, методы использования поляризованного света и т.д.

Впервые пирометр с исчезающей нитью был использован Гольборном и Курльбаумом в 1901 г. [68], прототипом которого, по всей видимости, могла послужить конструкция, предложенная ле-Шателье в 1892 г. (рис. 9) и основанная на теории Беккереля [69]. Принцип измерения состоит в том, что тело, нагретое до определенной температуры, имеет соответствующий цвет, который сравнивается с цветом нагретой нити накаливания. Когда цвета тела и нити полностью совпадают, т.е. нить визуально «исчезает», температура нагреваемого тела так же совпадает с температурой нити. Изначально основным элементом цветового сравнения был человеческий глаз и нагретая нить накала (или спираль), расположенная в окуляре пирометра в поле зрения наблюдателя. Однако, таким методом можно воспользоваться только в том случае, если нагретое тело излучает в видимом диапазоне, т.е. при температуре выше 600°C [68].

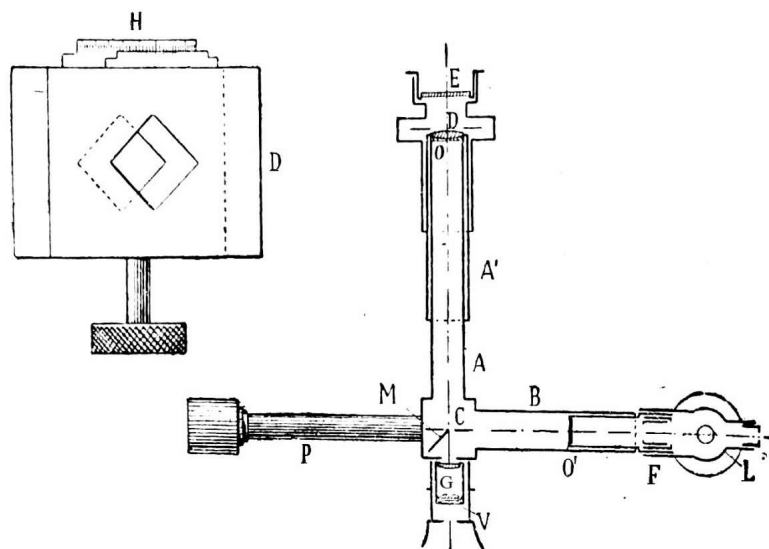


Рис. 9. Схема оптического пирометра ле-Шателье [39]: О – объектив, отображаемый объект на зеркале М; О' – объектив, отображаемый лампу сравнения на зеркале М; G – окуляр; V – красное стекло; D – диафрагма с изменяемым отверстием, снабженным шкалой Н; E – абсорбирующее вещество; P – противовес

Кроме того, распространены фотоэлектрические пирометры [1]. В них, в отличие от оптических пирометров, где индикатором равенства служит человеческий глаз, чувствительным элементом является фотоэлемент или фотосопротивление. В фотоэлектрических пиро-



метрах измеряются световые потоки излучающего тела, создающие определенное излучение на катоде, пропорциональное яркостной температуре. Различают два вида фотоэлектрических пирометров. В первом чувствительный элемент работает в нулевом режиме, т.е. служит средством уравнивания светового потока эталонного источника со световым потоком источника с изучаемой яркостной температурой. В пирометрах второго вида величина фототока или сопротивление чувствительного элемента – мера падающего на него потока света от образца.

С развитием техники визуальные измерения были вытеснены измерениями с помощью нескольких (чаще всего хватает и двух) приемников излучения, работающих в различных спектральных диапазонах. В настоящее время этот метод основан на зависимости от температуры отношения энергетических яркостей объекта в двух различных областях спектра излучения. Таким образом этот метод эволюционировал в метод пирометрии спектрального отношения [67].

Помимо общих недостатков метода пирометрии яркостная пирометрия имеет ряд индивидуальных нюансов [46]. Например, необходимо знание об *излучательной способности материала в широком диапазоне температур*. Отличие яркостных пирометров от цветковых состоит лишь в том, что в цветковых измерения проводятся на нескольких длинах волн, а в яркостных – на одной [46, 67].

### 6.1.2. Цветовая пирометрия (метод спектрального отношения)

Для измерения температур с помощью различных пирометров часто необходимо точное знание длин волн, при которых проводятся измерения [39]. Принцип работы спектропирометров заключается в следующем (рис. 10): свет, испускаемый неким изучаемым источником  $S$ , проходит через линзу  $L_1$  и проецируется на нить сравнения  $f$ , перпендикулярную щели  $F$ . Линза  $L_1$  проецирует это изображение и изображение  $f$  на щель  $F$  спектроскопа  $P$ . В фокальной плоскости объектива  $L'$  для ограничения ширины наблюдаемого поля располагается окулярная щель  $F'$ . В плоскости наводки окуляра  $O$  отображается вертикальное спектрально окрашенное поле, поперек которого проходит изображение нити сравнения  $f$ . Принцип такой установки впервые применялся Хайдом и Форсайтом в 1915 г. [70], а позднее Хартманном [71].

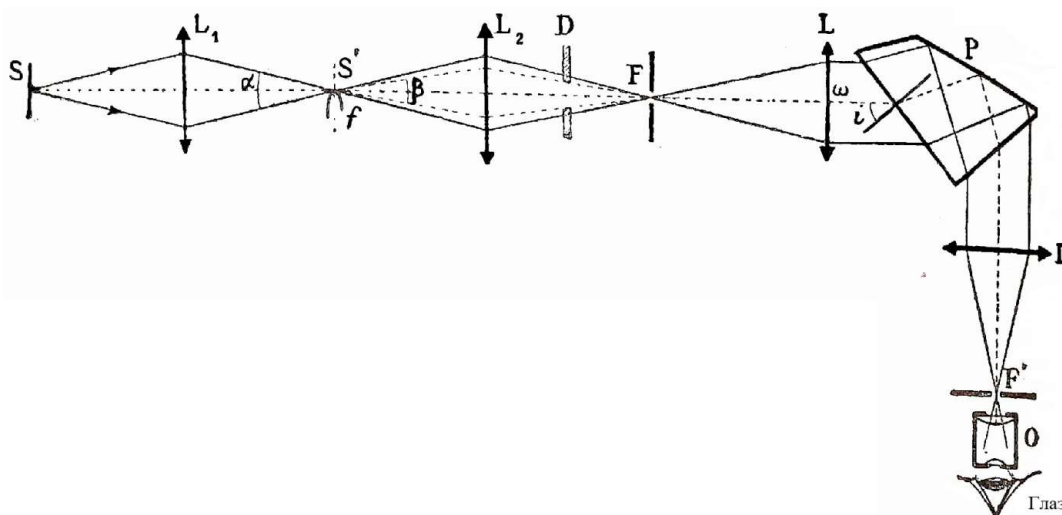


Рис. 10. Схема пирометрической установки спектрального отношения [39]:  $S$  – источник излучения;  $f$  – нить сравнения;  $F$ ,  $P$ ,  $F'$ ,  $O$  – части оптической системы;  $L$  и  $L'$  – объективы спектроскопа;  $D$  – диафрагма, ограничивающая угол  $\beta$  пучка, испускаемого нитью

Большинство цветковых пирометров (спектропирометров) основывается на измерении отношения монохроматических яркостей для двух длин волн. За погрешность измерений в таком случае отвечает отношение степеней черноты для данных длин волн, следовательно,

изменение шероховатости поверхности образца в ходе эксперимента практически не влияет на точность измерения.

В качестве более современного примера можно привести быстродействующий микропирометр (рис. 11), разработанный в ИВТАН в конце 1970-х – начале 1980-х гг. [72, 73] и предназначенный для высокотемпературных измерений ( $6000 \div 7000$  К). Шкала пирометра градуировалась при помощи модели черного тела для температур до  $\sim 3200$  К и экстраполяцией до 7000 К.

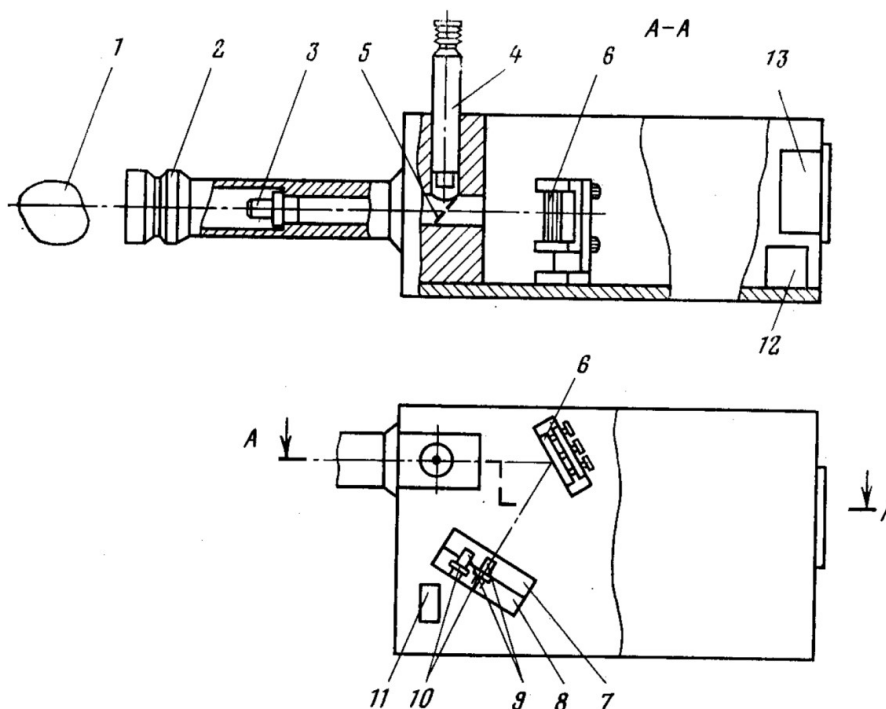


Рис. 11. Конструкция пирометра спектрального отношения [73]: 1 – исследуемый образец; 2 – объектив; 3 – микрообъектив; 4 – окуляр; 5 – зеркало-диафрагма; 6 – дифракционная решетка; 7 – селектор длин волн; 8 – узел крепления фотодиодов; 9 – рассеиватели; 10 – фотодиоды; 11 – логарифмирующий усилитель; 12 – решающий усилитель; 13 – аналого-цифровой преобразователь (АЦП) с индикацией

Главным преимуществом многоканальных пирометров (пирометров спектрального отношения) можно считать независимость измерений, приводимых с их помощью, от излучательной способности реальных тел [68]. Они не требуют предварительной калибровки на коэффициент излучения. Кроме того, цветные пирометры могут измерять температуры даже маленьких тел (не заполняющих всю область визирования), находящихся на любом расстоянии от него.

Недостатком данного метода является необходимость наличия данных об *отношении коэффициентов излучательной способности материала на двух разных длинах волн* [46]. Если для реального излучателя существует относительный недостаток интенсивности по сравнению с идеализированными моделями черного или серого тела в коротковолновом канале, то полученная цветовая температура реального тела ниже его действительной температуры. И наоборот, в случаях, когда в коротковолновом канале существует избыток интенсивности реального тела по сравнению с идеализированной моделью, цветная температура выше искомой. Так, например, для металлов всегда существует избыток интенсивности излучения и погрешность пирометрических измерений может достигать 10 % [74]. В случае малоизученных с точки зрения оптических и излучательных свойств материалов эта погрешность может превышать 10 % [75].

Кроме того, погрешность измерений сильно зависит от длины волны, на которой работает пирометр. Дополнительную погрешность приблизительно в 10 % дает ширина полосы пирометра, поэтому эффективнее измерения, при которых  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  находятся как можно ближе друг к другу.

Наибольшую погрешность здесь дает постороннее излучение, которое может приводить к ошибкам в десятки, а то и сотни процентов. В первой половине XX-го века пирометры с исчезающей нитью были распространены гораздо шире радиационных пирометров. С 1950-х гг. ситуация поменялась и радиационные начали вытеснять цветные пирометры. В настоящее время цветные пирометры хорошо подходят для измерений высоких температур (выше 3000 К), т.е. в узконаправленных экспериментальных исследованиях, а для более простых и универсальных испытаний радиационные пирометры востребованы сильнее пирометров спектрального отношения [66, 74, 75].

### 6.1.3. Многоволновая пирометрия

Примерно с 1970-х гг. стал востребован метод многоволновой пирометрии [46], когда измеряется интенсивность нескольких ( $N$ ) волн и задается функция  $\varepsilon(\lambda)$  из  $N-1$  параметров. В этом случае решают систему из  $N$  уравнений с  $N$  неизвестными параметрами. По сути это все тот же метод цветной пирометрии, однако, в этом случае измерения проводятся на большем числе длин волн. Предполагается, что коэффициент излучения исследуемого образца плавно меняется с увеличением длины волны, но в этом случае необходимо достоверно знать этот коэффициент хотя бы при одной длине волны [75].

В данном случае ошибки измерения могут возникать при решении сложной системы уравнений. Если оптические характеристики тела плохо изучены и температура измерения недостоверно известна, система уравнений недоопределена и не имеет однозначного решения [45]. Поскольку для многих материалов зависимость  $\varepsilon(\lambda)$  получена с большой погрешностью либо не известна вовсе, в настоящее время достаточно точных измерений, полученных таким способом крайне мало [75–77, 82]. Сложности определения температуры таким методом возрастают, когда, во-первых, существует неоднородность распределения температуры в области визирования или, во-вторых, присутствует постороннее излучение, например, от стенок камеры, содержащей образец.

### 6.2. Радиационная пирометрия

Радиационная пирометрия базируется на том, что при определенной температуре нагретое тело испускает определенное количество электромагнитной энергии, поэтому все радиационные пирометры имеют приемник, преобразующий приходящую на него энергию в электрический сигнал [67]. Также пирометры, как правило, снабжены оптической системой, собирающей излучение от объекта в определенном телесном угле, и электронной схемой с системами питания и индикации, которая усиливает, преобразовывает и отображает результат измерения.

В общем случае принцип работы простейших радиационных пирометров заключается в следующем (рис. 12): поток суммарной энергии  $V_T$ , исходящей от поверхности исследуемого тела, ограничивается двумя диафрагмами  $\alpha_1\beta_1$  и  $\alpha_2\beta_2$ , располагающимися на расстоянии  $d$  друг от друга и имеющими диаметры  $d_1$  и  $d_2$ . Позади диафрагм на небольшом расстоянии расположен термоэлемент  $R$  таким образом, что площадь пятна излучения, попадающего на поверхность термоэлемента, равна площади второй диафрагмы, а поток, прошедший через вторую диафрагму равен потоку, пришедшему на термоэлемент. Поток, приходящий на единицу поверхности термоэлемента, будет равен  $V_T\Omega$ , где  $\Omega$  – телесный угол, под которым видна поверхность термоэлемента с поверхности дальней от него диафрагмы. Этот поток не зависит от расстояния до исследуемого образца и от размеров термоэлемента [39].

По сравнению с оптическими пирометрами радиационные проще в обращении и имеют более высокую разрешающую способность. Кроме того, они способны проводить измерения не только в области видимого спектра.

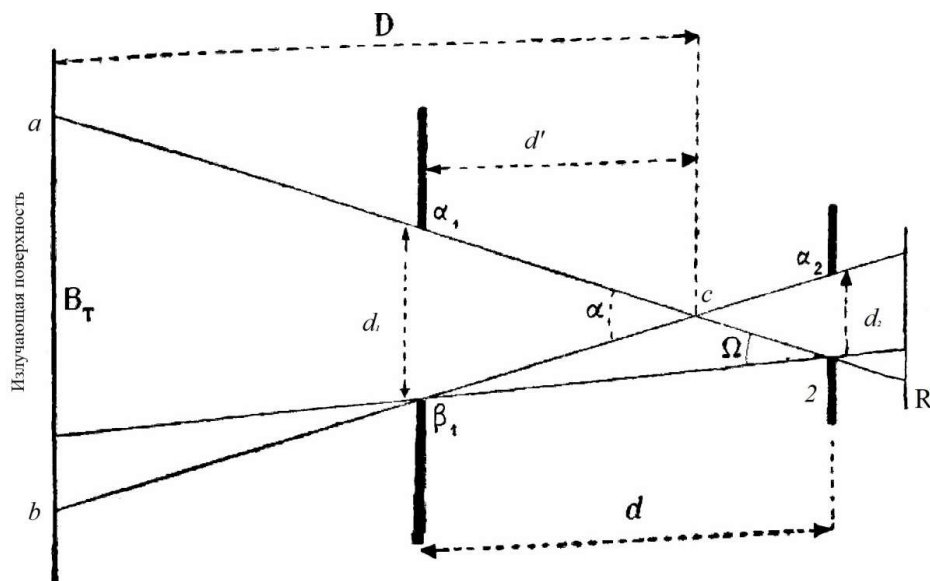


Рис. 12. Принцип радиационной пирометрической установки [39]

Чтобы учесть влияние степени черноты исследуемого объекта, современные пирометры снабжены специальным органом регулировки, регулирующим коэффициент усиления усилителя сигнала приемника [67]. Его шкала делится от 0 до 1 с шагом в 0.01.

Кроме зависимости от достоверного знания излучательной способности исследуемого образца погрешность измерения могут вносить и другие факторы:

- расстояние между исследуемым объектом и пирометром;
- форма образца;
- состав и оптические свойства среды, окружающей образец;
- наличие защитных стекол;
- наличие непрозрачных объектов в поле зрения пирометра;
- боковые засветления при работе с крупноразмерными объектами;
- переотражение исследуемым объектом излучения сильно нагретых объектов, расположенных рядом.

### 6.3. Модель черного тела

В третьем разделе обсуждалась теоретическая модель абсолютно черного тела и была упомянута одна из самых первых экспериментальных моделей, реализованная Люммером [42–44]. Одними из более современных моделей являются установки [79, 80], предложенные в 1994 и 1995 гг. Модель абсолютно черного тела, предложенная в 1994 г., содержала полый анизотропный графитовый (пирографитовый) цилиндрический излучатель. Модель, разработанная в 1995 г. имела графитовый излучатель (рис. 13), окруженный теплоизоляцией и прокладками из пирографита. Охлаждаемые токоподводы соединяются с помощью накидной гайки через электроизоляционную прокладку. Окна для вывода излучения охлаждались подачей газа.

Самые современные установки для реализации черного тела также имеют в своей конструкции полый графитовый цилиндр, окруженный теплоизоляционной оболочкой. Например, установка, предлагаемая компанией TEMPSSENS [81], имеет степень черноты  $0.995 \pm 0.005$  при температурах  $600 \div 3000^\circ\text{C}$  на длине волны  $1 \div 1.6$  мкм.

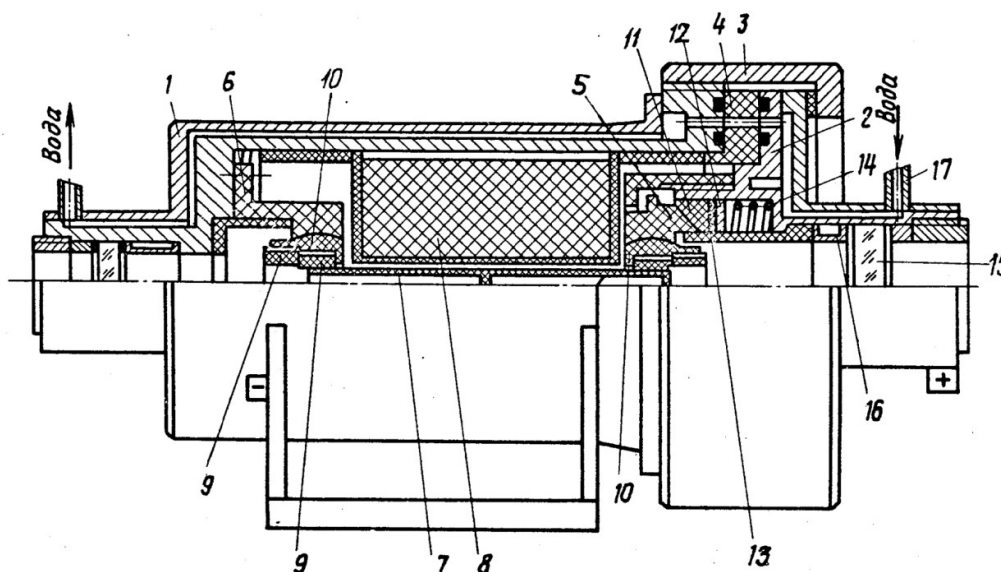


Рис. 13. Модель черного тела [79]: 1, 2 – охлаждаемые токоподводы; 3 – накидная гайка; 4 – электроизоляционная прокладка; 5, 6 – графитовые неохлаждаемые токоподводы; 7 – графитовый излучатель; 8 – тепловая изоляция; 9 – пирографитовые прокладки; 10 – сферические втулки; 11 – цилиндрическая графитовая втулка; 12 – поджимающая шайба; 13 – электроизоляционная шайба; 14 – пружина; 15 – окна для вывода излучения; 16 – распределительная втулка, подающая газ; 17 – штуцеры для подачи хладогента

## 7. Заключение

Если говорить об аспектах достоверного определения высоких температур материалов, используемых в аэрокосмической отрасли, при экспериментальном моделировании их аэродинамического нагрева, необходимо принимать во внимание особенности методик, представленных ранее (табл. 1).

Таблица 1

### Особенности применения методик определения температуры тела в физическом эксперименте

Название метода / оборудования	Диапазон температур в литературе	Преимущества	Недостатки
Яркостная пирометрия	~ 600 ÷ 3500°C	Простота конструкции	Регистрируется только видимое излучение. Необходимо знание об излучательной способности материала в широком диапазоне температур
Цветовая пирометрия	~600 ÷ 7000°C	Независимость измерений, приводимых с их помощью, от излучательной способности реальных тел. Возможность измерять температуры даже маленьких тел (не заполняющих всю область визирования), находящихся на любом расстоянии от пирометра	Необходимость данных об отношении коэффициентов излучательной способности материала на двух разных длинах волн

Многоволновая пирометрия		При достоверном знании $\varepsilon(\lambda)$ в широком длинноволновом диапазоне можно получить достаточно точное значение температуры	Во время решения сложной системы уравнений погрешность определения $\varepsilon(\lambda)$ приводит к еще большей погрешности определения температуры
Радиационная пирометрия	$\sim 40$ $\div 2500^\circ\text{C}$	Простота в обращении и более высокая разрешающая способность. Возможность проведения измерения в более широком спектральном диапазоне	Зависимость от достоверного знания $\varepsilon(\lambda)$ , расстояния между исследуемым объектом и пирометром, формы образца, состава и оптических свойств окружающей среды, наличия защитных стекол, наличия непрозрачных объектов в поле зрения пирометра, боковых засветлений, переотражения внутри исследуемой области

Все бесконтактные измерения температуры сильно зависят от точности знания коэффициента излучения материала при данных температурах на определенных длинах волн. В этом помогают существующие теоретические и экспериментальные модели черного тела, однако с их помощью можно экспериментально определить степень черноты только до температур  $3000 \div 3500^\circ\text{C}$ . Это связано с существующими экспериментальными моделями черных тел, используемых для калибровки средств измерения. В них применяются графитовые/сажевые слоистые структуры углерода, которые при температурах  $3500^\circ\text{C}$  и более начинают вскипать. Поэтому для более высоких температур необходимо экстраполировать полученные данные. Это можно делать, например, посредством внесения изменений в оптическую систему (добавление фильтров с известными коэффициентами ослабления) или искусственно уменьшать восприимчивость регистрирующих сенсоров (установка дополнительных сопротивлений/делителей сигнала, систем охлаждения) и т.д. Соответственно, в таких случаях с ростом температуры начинает возрастать и погрешность ее измерения.

При экспериментальном моделировании аэродинамического нагрева в подавляющем большинстве исследований [83–86] используются оптические пирометры – цветная или многоволновая пирометрия, поскольку поток нагретого газа может создавать больше помех для энергетического пирометра, нежели для оптического, и в этом случае пирометр будет улавливать тепловую энергию и нагретых частиц газа тоже.

## Благодарности и ссылки на гранты

Работа поддержана грантом РФФ 22-79-10083.

## Литература

1. Латыев Л. Н. и др. Излучательные свойства твердых материалов // Энергия. 1974. Т. 472.
2. Суржиков С. Т. Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели // Двухмерные модели. – М.: Физматлит, 2018.
3. Суржиков С.Т. Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов. Много-температурные модели. – М.: ИПМех РАН, 2013. (ISBN 9785917410883)
4. Симоненко Е.П., Симоненко Н.П., Севастьянов В.Г., Кузнецов Н.Т. Ультравысокотемпературные керамические материалы: современные проблемы и тенденции // М.: ИОНХ РАН, 2020, 324 с.
5. Коростовцев М.А., 1982. Наука древнего Египта // Очерки истории естествонаучных знаний в древности. — М.: Наука. С. 120–130.



6. Берри А. Краткая история астрономии. – ОГИЗ, 1946.
7. Еремеева А. И., Цицин Ф. А. История астрономии (основные этапы развития астрономической картины мира) // М.: изд-во МГУ. – 1989.
8. Асмус В. Ф. Античная философия. — 2-е изд. — М.: Высшая школа, 1976. С. 74–97. 543 с.
9. Swenson R. Optics, Gender, and the Eighteenth-Century Gaze: Looking at Eliza Haywood's *Anti-Pamela* // *The Eighteenth Century*. – 2010. V. 51. № 1. Pp. 27–43. DOI:10.1353/ecy.2010.0006
10. Finger S. *Origins of neuroscience: a history of explorations into brain function*. – Oxford University Press, USA, 2001.
11. Родин А. В. Математика Евклида в свете философии Платона и Аристотеля. — М.: Наука, 2003.
12. Bacon R. Fr. *Rogeri Bacon Opera quaedam hactenus inedita: Vol. 1. containing 1. Opus tertium. 2. Opus minus. 3. Compendium philosophiae*. – Longman, Green, Longman and Roberts, 1859. – № 15.
13. Descartes R. *Discourse on method, optics, geometry, and meteorology*. – Hackett Publishing, 2001. (ISBN 100872205681, 0872205673)
14. Ньютон И. Оптика, или трактат об отображениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света/ пер. с 3-го англ. изд. 1721 г. с примеч. С.И. Вавилова. – 1954.
15. Huygens C. *Traité de la lumière*. – Gressner & Schramm, 1885.
16. Гюйгенс Х. Трактат о свете, в котором объяснены причины того, что с ним происходит при отражении и при преломлении, в частности при странном преломлении исландского кристалла. – 2010. (ISSN: 2949-2076)
17. Dijksterhuis F. J. *Lenses and waves: Christiaan Huygens and the mathematical science of optics in the seventeenth century*. – Springer Science & Business Media, 2004. Т. 9. DOI:10.1007/1-4020-2698-8
18. Hooke R. *Micrographia: or some physiological descriptions of minute bodies made by magnifying glasses, with observations and inquiries thereupon*. – Courier Corporation, 2003.
19. Young T. *On the theory of light and colours*, 1802. – 1948.
20. Melvill T. *Observations on light and colours* // *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*. – 1914. V. 8. Pp. 231.
21. Herschel W. XIV. *Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the sun* // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. – 1800. № 90. Pp. 284–292. doi:10.1098/rstl.1800.0015
22. Frercks J., Weber H., Wiesenfeldt G. *Reception and discovery: the nature of Johann Wilhelm Ritter's invisible rays* // *Studies in History and Philosophy of Science Part A*. – 2009. V. 40. № 2. Pp. 143–156.
23. Ritter J. W. *Key texts of Johann Wilhelm Ritter (1776-1810) on the science and art of nature*. – Brill, 2010. V. 16
24. Schettino E. *A new instrument for infrared radiation measurements: the thermopile of Macedonio Melloni* // *Annals of science*. – 1989. V. 46. № 5. Pp. 511–517.
25. Kirchhoff G., Bunsen R. *Zusammenhang von emission und absorption von Licht und Wärme* // *Ann. Phys. Chem.* – 1860. V. 109. № 1860. Pp. 275–301. doi:10.1002/andp.18601850205
26. Максвелл Д. К. и др. *Избранные сочинения по теории электромагнитного поля: Пер. с англ.* – М.: Гостехтеориздат. – 1952.
27. Paschen F. *On the existence of law in the spectra of solid bodies, and on a new determination of the temperature of the Sun* // *The Astrophysical Journal*. – 1895. V. 2. P. 202.
28. Barr E. S. *Historical survey of the early development of the infrared spectral region* // *American Journal of physics*. – 1960. V. 28. № 1. Pp. 42–54.
29. Герц Г., Котов В. Ф., Сулимо-Самуйло А. В. *Принципы механики, изложенные в новой связи*. – АН СССР, 1959.
30. Jeans J. H. *The growth of physical science*. – CUP Archive, 1951.
31. Kragh, Helge. "Max Planck: the reluctant revolutionary." *Physics World* 13.12 (2000): 31.

32. Соболев Н.Н. (Ред). Оптическая пирометрия плазмы. Сборник статей. – Изд-во иностр. лит-ры, 1960.
33. Johnson, R. Barry, and Sean M. Stewart. "A history of slide rules for blackbody radiation computations." *Tribute to William Wolfe*. Vol. 8483. SPIE, 2012.
34. Stewart, Sean M., and R. Barry Johnson. *Blackbody radiation: A history of thermal radiation computational aids and numerical methods*. CRC Press, 2016.
35. Wien, W. (1897). XXX. On the division of energy in the emission-spectrum of a black body // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 43(262), Pp. 214–220.
36. Торчик М. В., Котов М. А. Краткий обзор развития инструментов для вычисления параметров излучения абсолютно черного тела // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2022. Т. 23, № 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-4/articles/1004/>
37. Paschen F. On the existence of law in the spectra of solid bodies, and on a new determination of the temperature of the Sun // *The Astrophysical Journal*. – 1895. V. 2. P. 202.
38. Barr E. S. Historical survey of the early development of the infrared spectral region // *American Journal of physics*. – 1960. V. 28. № 1. Pp. 42–54.
39. Рибо Г. Оптическая пирометрия // М.-Л.: ГТТИ. – 1934.
40. Wien W., Lummer O. Methode zur Prüfung des Strahlungsgesetzes absolut schwarzer Körper // *Annalen der Physik*. – 1895. V. 292. № 11. Pp. 451–456.
41. Lummer O., Pringsheim E. Die Strahlung eines „schwarzen“ Körpers zwischen 100 und 1300° C // *Annalen der Physik*. – 1897. V. 299. № 13. Pp. 395–410.
42. Lummer O., Pringsheim E. Die vertheilung der energie im spectrum des schwarzen körpers // *Verhandlungen der Deutsche Physikalische Gesellschaft*. – 1899. V. 1. № 23. P. 215.
43. Lummer O., Pringsheim E. Über die Strahlung des schwarzen Körpers für lange Wellen. – Barth, 1900.
44. De Arrieta I. G. Beyond the infrared: a centenary of Heinrich Rubens’s death // *The European Physical Journal H*. – 2022. V. 47. № 1. P. 11.
45. Planck M. *The theory of heat radiation*. – Blakiston, 1914.
46. Магунов А. Н. *Спектральная пирометрия*. – Физматлит: Москва. – 2012.
47. Садыков Б. С. Излучательная способность металлов и ее связь с теплопроводностью // *Инженерно-физический журнал*. 1963. № 9. С. 40–46.
48. Садыков Б. С., Тепляков Д. И. Докл. АН ТаджССР, № 6, 1963.
49. Садыков Б.С. О температурной зависимости излучательной способности металлов. // *ТВТ*. 1965, Т. 3. № 3. С. 389–394
50. Торчик М. В., Котов М. А. Экспериментальные методы определения теплофизических свойств: от однородных твердых тел до высокотемпературных композитных материалов // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2023. Т.24, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-3/articles/1047/>
51. Винникова А. Н., Петров В. А., Шейндлин А. Е. Методика измерений и экспериментальная установка для определения интегральной нормальной излучательной способности конструкционных материалов в интервале температур от 1200 до 3000°K // *ТВТ*. 1969. Т. 7. № 1. С. 121–126.
52. Винникова А. Н., Петров В. А., Шейндлин А. Е. Излучательные характеристики диборида циркония // *Теплофизика высоких температур*. 1970. Т. 8. № 5. С. 1098–1100.
53. Пелецкий В. Э. Исследование излучательной способности металлокерамического вольфрама // *Порошковая металлургия*. 1967. № 7. С. 100.
54. Jones H. A., I. Langmuir. *G. E. Rev.*, 30, 354, 1927.
55. Винникова А. Н., Петров В. А., Шейндлин А. Е. Докл. на Научно-техн. конф. по итогам н.-и. работ за 1966—1967 г. МЭИ. 1967.

56. Дмитриев В. Д., Холопов Г. К. // Ж. прикл. спектроскопии, № 3, 72, 1965.
57. Петров В. А., Чеховской В. Я., Шейндлин А. Е. Экспериментальное определение интегральной степени черноты металлов и сплавов при высоких температурах // ТВТ, 1963), том 1, выпуск 1, С. 24–29.
58. Петров В. А., Чеховской В. Я., Шейндлин А. Е. Экспериментальное определение степени черноты ниобия в интервале температур 1200 ÷ 2500°К // ТВТ, 1963, том 1, выпуск 3, С. 462–464.
59. Петров В. А., Чеховской В. Я., Шейндлин А. Е., Николаева В. А., Фомина Л. П. Интегральная полусферическая излучательная способность, монохроматическая ( $\lambda = 0.65$  мкм) излучательная способность и удельное электросопротивление карбидов циркония и ниобия в интервале температур 1200 ÷ 3500° К // ТВТ, 1967, том 5, выпуск 6, С. 995–1000.
60. Петров В. А., Чеховской В. Я., Шейндлин А. Е. Интегральная полусферическая излучательная способность и удельное электросопротивление Тантала в интервале температур 1200–2800° К // ТВТ, 1968, том 6, выпуск 3, С. 548–549.
61. Sparrow E. M., Jonsson V. K. Radiant emission characteristics of diffuse conical cavities // JOSA. 1963. V. 53. № 7. Pp. 816–821. DOI: 10.1364/JOSA.53.000816
62. Butler C. P., Jenkins R. // J. Space chamber emittance measurements. – 1962.
63. Worthing A. G. The true temperature scale of tungsten and its emissive powers at incandescent temperatures // Physical Review. 1917. V. 10. № 4. P. 377.
64. Латыев Л. Н., Чеховской В. Я., Шестаков Е. Н. Экспериментальное определение излучательной способности вольфрама в видимой области спектра в диапазоне температур 1200–2600° К // ТВТ, 1969, том 7, выпуск 4, С. 666–673.
65. De Vos J. C. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon // Physica. 1954. V. 20. № 7–12. Pp. 690–714.
66. Larrabee R. D. Spectral emissivity of tungsten // JOSA. 1959. V. 49. № 6. Pp. 619–625.
67. <https://www.pyrometer.ru/> дата обращения 05.07.2023
68. Holborn L., Kurlbaum F. Über ein optisches Pyrometer // Annalen der Physik. 1903. V. 315. № 2. Pp. 225–241.
69. Becquerel E. Recherches sur la détermination des hautes températures et l'irradiation des corps incandescents. – Imprimerie de Mallet-Bachelier, 1862.
70. Hyde E. P., Forsythe W. E. The visibility of radiation in the red end of the visible spectrum // Astrophysical Journal. 1915. V. 42. P. 285.
71. Hartman L. W. The Visibility of Radiation in the Blue end of the Visible Spectrum // The Astrophysical Journal. 1918. V. 47. P. 83.
72. Кириллин А. В., Коваленко М. Д., Шейндлин М. А., Живописцев В. С. Экспериментальное исследование давления пара углерода в области температур 5000 ÷ 7000° К с использованием стационарного лазерного нагрева // ТВТ. 1985, том 23, выпуск 4, С. 699–706.
73. Шейндлин М. А., Кириллин А. В., Хейфец Л. М., Ходаков К. А. Быстродействующая автоматизированная система высокотемпературных (2500 ÷ 6000° К) измерений при нагреве лазерным излучением // ТВТ. 1981, том 19, выпуск 4, С. 839–848.
74. Фрунзе А.В. Пирометры спектрального отношения: преимущества, недостатки и пути их устранения // Фотоника. 2009. № 4. С. 32–37.
75. Фрунзе А.В. Влияние методических погрешностей пирометра на выбор прибора // Фотоника. 2012. № 3, С. 46–51; № 3. С. 56–60.
76. Taunay P. Y. C. R., Choueiri E. Y. Multi-wavelength pyrometry based on robust statistics and cross-validation of emissivity model // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. № 11.
77. Zhang Z. M., Mashin G. Overview of Radiation Thermometry // Radiometric temperature measurements. I. Fundamentals / Ed. by Z. M. Zhang, B. K. Tsai, G. Mashin. Experimental Methods in the Physical Sciences. V. 42. — Amsterdam: Elsevier, 2009. P. 14.

78. Hollandt J., Hartmann J., Struß O., Gärtner R. Industrial Applications of Radiation Thermometry // Radiometric temperature measurements. II. Applications / Ed. by Z. M. Zhang, B. K. Tsai, G. Mashin. Experimental Methods in the Physical Sciences. V. 43. — Amsterdam: Elsevier, 2010. P. 15.
79. Авторское свидетельство № 1454048 А1 СССР, МПК G01J 5/02. Модель черного тела: № 4239323/25: заявл. 04.05.1987; опубл. 10.12.1995 / Л. Б. Нефедкина, В. И. Мирошниченко, М. А. Шейндлин. — EDN SQFOWK.
80. Авторское свидетельство № 1165137 А1 СССР, МПК G01J 5/02. Модель абсолютно черного тела: № 3702538/25: заявл. 21.02.1984; опубл. 15.05.1994 / Л. М. Бучнев, А. И. Смыслов, И. А. Дмитриев [и др.]. — EDN PHZXLW.
81. Руководство по эксплуатации FASTcal 3000 - <https://tempsens.com/fastcal-3000-high-temperature-black-body-source.html> дата обращения 20.07.2023
82. Степанов С. В., Шейндлин М. А. Статистический анализ результатов измерений в многоволновой пирометрии // ТВТ, 2017, том 55, вып. 5, С. 821–827. <https://doi.org/10.7868/S0040364417040214>
83. Евдокимов С. А., Ермакова Г. В., Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Исследование воздействия высокоэнтальпийного воздушного потока на эффективность защитного действия антиокислительного покрытия для углеродсодержащих композиционных материалов // ТВТ, 2022, том 60, выпуск 3, С. 428–433. DOI: 10.31857/S0040364422030073
84. Anfimov N.A. Capabilities of TNIMASH test facilities for experimental investigations of aerospace plane aerothermodynamics //5th International Aerospace Planes and Hypersonics Technologies Conference. 1993. P. 5000.
85. Neiland V. Y. Review of TsAGI wind tunnels // Wind tunnels and wind tunnel test techniques. — 1992.
86. Stewart D., et al. Predicting material surface catalytic efficiency using arc-jet tests // 30th Thermophysics Conference. — 1995. — С. 2013.

## References

1. Latiev L.N., et al., Radiative properties of materials, *Energy*, 1974, vol. 472. [in Russian]
2. Surzhikov S. T., *Computer aerophysics of applied spacecraft. two-dimensional models*, М.: Fizmatlit, 2018, 544 p. (ISBN: 978-5-9221-1773-9) [in Russian].
3. Surzhikov S. T., *Radiation gas dynamics of used spacecraft. multi-temperature models*, Moscow: IP-Mech RAN, 2013. (ISBN 9785917410883) [in Russian].
4. Simonenko E. P., Simonenko N. P., Sevastyanov V. G., Kuznetsov N. T., *Ultrahigh-temperature ceramic materials: modern problems and observations*, М.: IONKH RAS, 2020, 324 p. (ISBN: 978-5-6044439-0-3) [in Russian].
5. Korostovtsev M. A., *Science of ancient Egypt // Essays on the history of natural science knowledge in antiquity*, М.: Nauka, 1982, pp. 120–130 [in Russian].
6. Berry, Arthur. *A short history of astronomy*. Good Press, 2019.
7. Eremeeva A. I., Tsitsin F. A., *History of astronomy (the main stages in the development of the astronomical picture of the world)*, М.: Moscow State University. 1989.
8. Asmus V.F., *Antique philosophy*, 2nd ed. М.: Higher School, 1976, pp. 74–97. [in Russian].
9. Swenson R., Optics, Gender, and the Eighteenth-Century Gaze: Looking at Eliza Haywood's Anti-Pamela, *The Eighteenth Century*, 2010, vol. 51, no. 1, pp. 27–43. DOI:10.1353/ecy.2010.0006
10. Finger S., *Origins of neuroscience: a history of explorations into brain function*, Oxford University Press, USA, 2001.
11. Rodin A.V. *Mathematics of Euclid in the light of the philosophy of Plato and Aristotle*, Science, 2003. [in Russian].
12. Bacon R. Fr., *Rogeri Bacon Opera quaedam hactenus inedita: Vol. 1. containing 1. Opus tertium. 2. Opus minus. 3. Compendium philosophiae*, Longman, Green, Longman and Roberts, 1859, no. 15.

13. Descartes R., *Discourse on method, optics, geometry, and meteorology*, Hackett Publishing, 2001. (ISBN 100872205681, 0872205673).
14. Newton Isaac., *Opticks, or, a treatise of the reflections, refractions, inflections & colours of light*, Courier Corporation, 1952.
15. Huygens C., *Traité de la lumière*, Gressner & Schramm, 1885
16. Huygens Christiaan, *Treatise on Light: In which are Explained the Causes of that which Occurs in Reflexion, & in Refraction. And Particularly in the Strange Refraction of Iceland Crystal*, MacMillan and Company, limited, 1912.
17. Dijksterhuis F. J., *Lenses and waves: Christiaan Huygens and the mathematical science of optics in the seventeenth century*, Springer Science & Business Media, 2004 vol. 9. DOI:10.1007/1-4020-2698-8
18. Hooke R., *Micrographia: or some physiological descriptions of minute bodies made by magnifying glasses, with observations and inquiries thereupon*, Courier Corporation, 2003.
19. Young T., On the theory of light and colours, 1802. – 1948. <https://doi.org/10.1037/11304-014>
20. Melvill T., Observations on light and colors, *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 1914, vol. 8, pp. 231.
21. Herschel W., XIV. Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the sun, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1800, no. 90, pp. 284–292. doi:10.1098/rstl.1800.0015
22. Frercks J., Weber H., Wiesenfeldt G., Reception and discovery: the nature of Johann Wilhelm Ritter's invisible rays, *Studies in History and Philosophy of Science Part A*, 2009, vol. 40, no. 2, pp. 143–156.
23. Ritter J. W., *Key texts of Johann Wilhelm Ritter (1776-1810) on the science and art of nature*, Brill, 2010, vol. 16.
24. Schettino E., A new instrument for infrared radiation measurements: the thermopile of Macedonio Melloni, *Annals of science*, 1989, vol. 46, no. 5, pp. 511–517.
25. Kirchhoff G., Bunsen R., Zusammenhang von emission und absorption von Licht und Wärme, *Ann. Phys. Chem.*, 1860, vol. 109, no. 1860, pp. 275–301. doi:10.1002/andp.18601850205.
26. Maxwell, J. C., 1902, *Theory of Heat*, 1871.
27. Paschen F., On the existence of law in the spectra of solid bodies, and on a new determination of the temperature of the Sun, *The Astrophysical Journal*, 1895, vol. 2, p. 202.
28. Barr E. S., Historical survey of the early development of the infrared spectral region, *American Journal of physics*, 1960, vol. 28, no. 1, pp. 42–54.
29. Heinrich Hertz, Kotov V. F., and Sulimo-Samuylo A. V., *The principles of mechanics set forth in the new connection*, Academy of Sciences of the USSR, 1959. [in Russian].
30. Jeans J. H., *The growth of physical science*, CUP Archive, 1951.
31. Kragh Helge, Max Planck: the reluctant revolutionary, *Physics World*, 2000, vol. 13, no. 12. DOI 10.1088/2058-7058/13/12/34
32. Sobolev N.N. (Ed.), *Optical pyrometry of plasma. Digest of articles*, Foreign Publishing House literature, 1960. [in Russian]
33. Johnson, R. Barry, and Sean M. Stewart, A history of slide rules for blackbody radiation computations, *Tribute to William Wolfe*, vol. 8483. SPIE, 2012.
34. Stewart, Sean M., and R. Barry Johnson, *Blackbody radiation: A history of thermal radiation computational aids and numerical methods*, CRC Press, 2016. <https://doi.org/10.1201/9781315372082>
35. Wien W., XXX. On the division of energy in the emission-spectrum of a black body, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1897, 43(262), pp. 214–220.
36. Torchick M. V., Kotov M. A., Brief review of the development of tools for calculating black body radiation parameters, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, no. 4. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-4/articles/1004/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.4.1004>
37. Paschen F., On the existence of law in the spectra of solid bodies, and on a new determination of the temperature of the Sun, *The Astrophysical Journal*, 1895, vol. 2, p. 202.

38. Barr E. S., Historical survey of the early development of the infrared spectral region, *American Journal of physics*, 1960, vol. 28, no. 1, pp. 42–54.
39. Ribot G., *Optical pyrometry*, Moscow: GTTI, 1934. [in Russian].
40. Wien W., Lummer O., Methode zur Prüfung des Strahlungsgesetzes absolut schwarzer Körper, *Annalen der Physik*, 1895, vol. 292, no. 11, pp. 451–456.
41. Lummer O., Pringsheim E., Die Strahlung eines „schwarzen“ Körpers zwischen 100 und 1300° C, *Annalen der Physik*, 1897, vol. 299, no. 13, pp. 395–410.
42. Lummer O., Pringsheim E., Die vertheilung der energie im spectrum des schwarzen körpers, *Verhandlungen der Deutsche Physikalische Gesellschaft*, 1899, vol. 1, no. 23, p. 215.
43. Lummer O., Pringsheim E., *Über die Strahlung des schwarzen Körpers für lange Wellen*, Barth, 1900.
44. De Arrieta I. G., Beyond the infrared: a centenary of Heinrich Rubens’s death, *The European Physical Journal H*, 2022, vol. 47, no. 1, p. 11.
45. Planck M., *The theory of heat radiation*, Blakiston, 1914.
46. Magunov A. N., *Spectral pyrometry*, M.: Fizmatlit, 2012 [in Russian].
47. Sadykov B. S., Emissivity of metals and its connection with thermal conductivity, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 1963, no. 9, pp. 40–46. [in Russian].
48. Sadykov B. S., and Tellyakov D. I., Report *Academy of Sciences of the TajSSR*, 1963, no. 6, [in Russian].
49. Sadykov B. S., On the temperature dependence of the emissivity of metals, *High Temperature*, 1965, vol. 3, no. 3, pp. 389–394 [in Russian].
50. Torchick M. V., Kotov M. A., Experimental methods for determining thermophysical properties: from homogeneous solids to high-temperature composite materials, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2023, vol. 24, no. 3. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-3/articles/1047/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.24.3.1047>
51. Vinnikova A. N., Petrov V. A., Sheindlin A. E., Measurement technique and experimental setup for determining the integral normal emissivity of structural materials in the temperature range from 1200 to 3000° K”, *High Temperature*, 1969, vol. 7, no. 1, pp. 121–126. [in Russian].
52. Vinnikova A. N., Petrov V. A., Sheindlin A. E., Radiative characteristics of zirconium diboride, *High Temperature*, 1970, vol. 8, no. 5, pp. 1030–1031. [in Russian].
53. Peletsky V. E., Study of the emissivity of ceramic-metal tungsten, *Powder metallurgy*, 1967, no. 7. p. 100 [in Russian].
54. Jones H. A., Langmuir I., *G. E. Rev.*, 1927, 30, 354.
55. Vinnikova A. N., Petrov V. A., and Sheindlin A. E., *Report at Scientific and Tech. conf. according to the results of n.-i. works for 1966-1967 MPEI*, 1967 [in Russian].
56. Dmitriev V. D., and Kholopov G. K., *Applied Spectroscopy*, 1965, vol. 3, no. 72.
57. Petrov V. A., Chekhovskoi V. Ya., and Sheindlin A. E., Experimental determination of the integral blackness of metals and alloys at high temperatures, *High Temperature*, 1963, vol. 1, no. 1, pp. 24–29 [in Russian].
58. Petrov V. A., Chekhovskoy V. Ya., and Sheindlin A. E., Experimental Determination of the Emissivity of Niobium in the Temperature Range 1200 ÷ 2500°K, *High Temperature*, 1963, vol. 1, no. 3, pp. 462–464 [in Russian].
59. Petrov V. A., Chekhovskoy V. Ya., Sheindlin A. E., Nikolaeva V. A., Fomina L. P., Integral hemispherical emissivity, monochromatic ( $\lambda=0.65 \mu\text{m}$ ) emissivity and electrical resistivity of zirconium and niobium carbides in the temperature range 1200 ÷ 3500° K”, *High Temperature*, 1967, vol. 5, no. 6, pp. 995–1000 [in Russian].
60. Petrov V. A., Chekhovskoi V. Ya., and Sheindlin A. E., Integral hemispherical emissivity and electrical resistivity of Tantalum in the temperature range 1200 ÷ 2800°K, *High Temperature*, 1968, vol. 6, no. 3, pp. 548–549 [in Russian].



61. Sparrow E. M., Jonsson V. K., Radiant emission characteristics of diffuse conical cavities, *JOSA*, 1963, vol. 53, no. 7, pp. 816–821. DOI: 10.1364/JOSA.53.000816
62. Butler C. P., Jenkins R. J., Space chamber emittance measurements. 1962.
63. Worthing A. G., The true temperature scale of tungsten and its emissive powers at incandescent temperatures, *Physical Review*, 1917, vol. 10, no. 4, p. 377.
64. Latiev L. N., Chekhovskoy V. Ya., and Shestakov E. N., Experimental Determination of the Emissivity of Tungsten in the Visible Spectral Region in the Temperature Range 1200 ÷ 2600°K, *High Temperature*, 1969, vol. 7, no. 4, pp 666–673 [in Russian].
65. De Vos J. C., A new determination of the emissivity of tungsten ribbon, *Physica*, 1954, vol. 20, no. 7–12, pp. 690–714. [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(54\)80182-0](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(54)80182-0)
66. Larrabee R. D., Spectral emissivity of tungsten, *JOSA*, 1959, vol. 49, no. 6, pp. 619–625.
67. <https://www.pyrometer.ru/> accessed 05.07.2023
68. Holborn L., Kurlbaum F. Über ein optisches Pyrometer, *Annalen der Physik*, 1903, vol. 315, no. 2, pp. 225–241.
69. Becquerel E., *Recherches sur la détermination des hautes températures et l'irradiation des corps incandescents*, Imprimerie de Mallet-Bachelier, 1862.
70. Hyde E. P., Forsythe W. E., The visibility of radiation in the red end of the visible spectrum, *Astrophysical Journal*, 1915, vol. 42, p. 285.
71. Hartman L. W., The Visibility of Radiation in the Blue end of the Visible Spectrum, *The Astrophysical Journal*, 1918, vol. 47, p. 83.
72. Kirillin A. V., Kovalenko M. D., Sheindlin M. A., and Pivosttsev V. S., Experimental Study of Carbon Vapor Pressure in the Temperature Range of 5000 ÷ 7000° K Using Stationary Laser Heating, *High Temperature*, 1985, vol. 23, no. 4, pp. 557–563.
73. Sheindlin M. A., Kirillin A. V., Kheifets L. M., and Khodakov K. A., High-speed automated system for high-temperature (2500 ÷ 6000 K) measurements when heated by laser radiation, *High Temperature*, 1981, vol. 19, no. 4, pp. 620–627.
74. Frunze A., Spectral ratio pyrometers: advantages, disadvantages and ways to eliminate them, *Photonics*, 2009, no. 4, pp. 32–37 [in Russian].
75. Frunze A.V., Influence of methodological errors of the pyrometer on the choice of instrument, *Photonics*, 2012, no. 3, pp. 46–51; no. 3, pp. 56–60 [in Russian].
76. Taunay P. Y. C. R., Choueiri E. Y., Multi-wavelength pyrometry based on robust statistics and cross-validation of emissivity model, *Review of Scientific Instruments*, 2020, vol. 91, no. 11.
77. Zhang Z. M., Mashin G., *Overview of Radiation Thermometry // Radiometric temperature measurements. I. Fundamentals* / Ed. by Z. M. Zhang, B. K. Tsai, G. Mashin. Experimental Methods in the Physical Sciences. V. 42. — Amsterdam: Elsevier, 2009, p. 14.
78. Hollandt J., Hartmann J., Stru ß O., Gärtner R., *Industrial Applications of Radiation Thermometry // Radiometric temperature measurements. II. Applications* / Ed. by Z. M. Zhang, B. K. Tsai, G. Mashin. Experimental Methods in the Physical Sciences. V. 43. — Amsterdam: Elsevier, 2010, p. 15.
79. Copyright certificate No. 1454048 A1 USSR, IPC G01J 5/02. Black Body Model: No. 4239323/25: Appl. 05/04/1987: publ. 12/10/1995 / L. B. Nefedkina, V. I. Miroshnichenko, M. A. Sheindlin. — EDN SQFOWK.
80. Copyright certificate No. 1165137 A1 USSR, IPC G01J 5/02. Black Body Model: No. 3702538/25: Appl. 02/21/1984: publ. May 15, 1994 / L. M. Buchnev, A. I. Smyslov, I. A. Dmitriev [and others]. — EDN PHZXLW.
81. FASTcal 3000 User Manual – <https://tempsens.com/fastcal-3000-high-temperature-black-body-source.html> accessed 20.07.2023
82. Stepanov S. V., Sheindlin M. A., Statistical analysis of measurement results in multiwavelength pyrometry, *High Temperature*, 2017, vol. 55, no. 5, pp. 802–807. <https://doi.org/10.7868/S0040364417040214>

83. Evdokimov S. A., Ermakova G. V., Gordeev A. N., Kolesnikov A. F., Investigation of the effect of high-enthalpy air flow on the effectiveness of the protective action of an antioxidant coating for carbon-containing composite materials”, *High Temperature*, 2022, vol. 60, no. 3, pp. 385–390. <https://doi.org/10.1134/S0018151X22030075>
84. Anfimov N.A., Capabilities of TNIIMASH test facilities for experimental investigations of aerospace plane aerothermodynamics, *5th International Aerospace Planes and Hypersonics Technologies Conference*, 1993.
85. Neiland V. Ya., Review of TsAGI wind tunnels, *Wind tunnels and wind tunnel test techniques*, 1992. [in Russian].
86. Stewart, David, et al., Predicting material surface catalytic efficiency using arc-jet tests, *30th Thermophysics Conference*, 1995.

Статья поступила в редакцию 24 июля 2023 г.