

Министерство образования Республики Беларусь  
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ

---

Кафедра технической физики

## ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Методическое пособие  
по физике  
для студентов дневной и заочной формы обучения

М и н с к 2 0 0 5

УДК 53. (075.4)  
ББК 22.3 я 73  
М 54

Составители:

В.И. Кудин, М.Б. Ржевский, А.А. Русак, И.В. Мархвида

Рецензенты:

Н.Н. Митькина, В.А. Самойлюкович

**Кудин В.И.**

М 54      Тепловое излучение: Метод. пособие по физике для студ. дневной и заочной формы обучения / В.И. Кудин, М.Б. Ржевский, А.А. Русак, И.В. Мархвида. – Мн.: БНТУ, 2005. – с.

ISBN 985–479–115–7.

В методическом пособии рассмотрены основные характеристики и законы теплового излучения, а также методы измерения температуры нагретых тел с помощью оптического пирометра.

Пособие окажет помощь студентам дневной и заочной формы обучения в выполнении лабораторных работ физического практикума по общей физике.

**УДК 53. (075.4)**  
**ББК22.373**

ISBN 985–479–115–7

© Кудин В.И., Ржевский М.Б.,  
Русак А.А., Мархвида И.В.,  
2005.

## Введение

Излучение телами электромагнитных волн может происходить за счет различных видов энергии. *Тепловое излучение* – это электромагнитное излучение, обусловленное возбуждением атомов и молекул тела вследствие их теплового движения. Этот вид излучения происходит за счет той части внутренней энергии тела, которая связана с беспорядочным движением атомов и молекул. Типичным примером теплового излучения является излучение углей костра, раскаленной нити лампочки или свечение Солнца. Тепловое излучение отличается, например, от *люминесценции*, которое является излучением избыточными над тепловым и имеющим длительность более  $10^{-10}$  с. Окисляющийся на воздухе фосфор светится за счет энергии, выделяемой при химическом превращении. Такой вид свечения называется хемилюминесценцией. Излучение, возникающее при различных видах самостоятельного газового разряда, носит название электролюминесценции. Свечение твердых тел, вызванное бомбардировкой их электронами, называется *катодолюминесценцией*. Свечение, возбуждаемое электромагнитным излучением, поглощенным телом, называется фотолюминесценцией.

Тепловое излучение является самым распространенным. Приведенными выше примерами список излучающих систем не исчерпывается, поскольку тепловое излучение имеет место при любой температуре, однако при невысоких температурах излучаются практически лишь длинные (инфракрасные) электромагнитные волны. Тепловому излучению всегда соответствует сплошной спектр. С возрастанием температуры тела интенсивность теплового излучения увеличивается. При этом изменяется характер распределения энергии по спектру излучения. Отличительной особенностью теплового излучения является его равновесность. Это означает, что между телом, заключенным в пустую адиабатическую оболочку, и его излучением устанавливается равновесие. При этом тело будет излучать в единицу времени энергии столько же, сколько и поглощать.

## 1. РАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПОЛОСТИ

Окружим излучающее тело идеально отражающей оболочкой (рис.1). Воздух из оболочки удалим. Отраженное оболочкой излучение, упадет на тело, и часть этого излучения поглотится им. Между телом и излучением полости будет происходить постоянный обмен энергией.

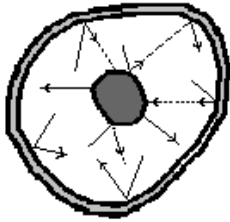


Рис. 1

Если распределение энергии между телом и излучением остается неизменным для каждой длины волны  $\lambda$ , то состояние системы «тело – излучение» будет *равновесным*. Тепловое излучение – это единственный вид излучения, которое находится в равновесии с излучающими телами. Способность теплового излучения находится в равновесии с излучающими телами обусловлена тем, что его интенсивность возрастает при повышении температуры. Это обеспечивает равновесия. Допустим, что равновесие между телом и излучением нарушено, и тело излучает энергии больше, чем поглощает. Тогда внутренняя энергия тела будет убывать, что приведет к понижению температуры. Это в свою очередь вызовет уменьшение количества излучаемой телом энергии. Температура тела будет понижаться до тех пор, пока количество излучаемой телом энергии не станет равным количеству поглощаемой энергии. Если равновесие нарушено в другую сторону, т.е. количество излучаемой энергии окажется меньше, чем поглощаемой, температура тела будет возрастать до тех пор, пока снова не установится равновесие. Таким образом, нарушение равновесия в системе тело-излучение вызывает возникновение процессов, восстанавливающих равновесие. При других видах излучения такие процессы не возникают.

К равновесным состояниям и процессам применимы законы термодинамики. Поэтому тепловое излучение должно подчиняться общим закономерностям, вытекающим из принципов термодинамики.

## 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Введем теперь некоторые величины, характеризующие состояние теплового излучения. Величина, определяемая отношением энергии, переносимой излучением ко времени переноса, значительно превышающему период электромагнитных колебаний, называется потоком излучения. Другими словами – это количество энергии, переносимое в единицу времени через выделенную площадь

$$\Phi = \frac{dW}{dt}.$$

*Энергетическая светимость*  $R_T$  тела – это величина, равная отношению потока излучения, испускаемого малым участком поверхности по всем направлениям во всем диапазоне длин волн (или частот), к площади этого участка:

$$R_T = \frac{dW}{dt dS}.$$

Размерность энергетической светимости:  $[R_T] = 1 \text{ Вт} / \text{м}^2$ . Энергетическая светимость является функцией температуры  $T$ . Тепловое излучение состоит из волн различных длин  $\lambda$  (или частот  $\omega$ ). Обозначим поток излучения, испускаемый единицей поверхности тела в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , через  $dR_\lambda$ . При малом интервале  $d\lambda$  поток  $dR_\lambda$  будет пропорционален  $d\lambda$ :

$$dR_\lambda = r_{\lambda T} d\lambda. \quad (1)$$

Величина  $r_{\lambda T}$  называется спектральной плотностью энергетической светимости тела.

*Спектральная плотность энергетической светимости*  $r_{\lambda T}$  [Вт / м<sup>3</sup>] тела – это поток излучения, испускаемого единицей поверхности тела по всем направлениям в единичном интервале длин волн (или частот). Спектральная плотность энергетической светимости является функцией длины волны  $\lambda$  и температуры  $T$ . (В литературе встречается другое

название этой физической величины – *излучательная способность* тела). Энергетическая светимость связана со спектральной плотностью энергетической светимости формулой

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda. \quad (2)$$

Излучение можно характеризовать не только длиной волны  $\lambda$ , но и частотой  $\omega$ . Интервалу длин волн  $d\lambda$  будет соответствовать участок спектра  $d\omega$ . Определяющие один и тот же участок спектра величины  $d\lambda$  и  $d\omega$  связаны соотношением, вытекающим из формулы

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}. \quad (3)$$

Дифференцируя соотношение (3), получим

$$d\omega = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda. \quad (4)$$

Знак минус в (4) существенного значения не имеет, он лишь указывает на то, что с возрастанием одной величины, другая величина убывает.

При этом справедливо соотношение

$$\left| \frac{d\lambda}{\lambda} \right| = \left| \frac{d\omega}{\omega} \right|.$$

Если рассматривать долю энергетической светимости, приходящейся на интервал частот  $d\omega$ , то ее по аналогии с (1) можно представить в виде:

$$dR_{\omega} = r_{\omega T} d\omega \quad (5)$$

Если интервалы  $d\lambda$  и  $d\omega$  связаны соотношением (4), т. е. относятся к одному и тому же участку спектра, то величины  $dR_\lambda$  и  $dR_\omega$  должны совпадать:

$$r_{\omega T} d\omega = r_{\lambda T} d\lambda,$$

откуда с учетом (3) и (4) следует

$$r_{\omega T} = r_{\lambda T} \frac{\lambda^2}{2\pi c}. \quad (6)$$

Введем еще одну характеристику теплового излучения. Пусть на элементарную площадку тела падает поток лучистой энергии  $d\Phi_\lambda$ , обусловленной электромагнитными волнами, длина волны которых заключена в интервале  $d\lambda$ . Часть этого потока  $d\Phi'_\lambda$  будет поглощаться телом.

Тогда *коэффициентом поглощения* тела называется величина

$$a_{\lambda T} = \frac{d\Phi'_\lambda}{d\Phi_\lambda}. \quad (7)$$

Коэффициент поглощения  $a_{\lambda T}$  тела зависит от длины волны  $\lambda$  падающего излучения, от температуры тела  $T$ , его химического состава и состояния поверхности. (Встречается другое название для  $a_{\lambda T}$  – *поглощательная способность* тела, чтобы отличать  $a_{\lambda T}$  от коэффициента поглощения в  $\alpha$ , входящего в закон Бугера-Ламбера). По определению  $a_{\lambda T}$  не может быть больше единицы, т. е.  $a_{\lambda T} \leq 1$ . Тело, поглощающее все падающее на него излучение независимо от направления падения излучения и его спектрального состава, называется *абсолютно черным телом*. Для такого тела коэффициент поглощения равен единице ( $a_{\lambda T} = 1$ ) для всех длин волн и температур. Тела, для которых коэффициент поглощения в широком интервале длин волн остается постоянным, но меньше единицы ( $a_{\lambda T} = a_T = \text{const} < 1$ ), называются *серыми телами*. У серых тел  $a_T$  зависит только от температуры, материала и состояния поверхности.

Непрозрачные тела, которые не излучают и не поглощают электромагнитных волн, т.е. полностью отражают падающее на них излучение, и при этом отражение происходит по законам геометрической оптики (угол падения равен углу отражения), называются *зеркальными*.

### 3. ЗАКОН КИРХГОФА

Между спектральной плотностью энергетической светимости и коэффициентом поглощения любого тела существует связь. Чтобы установить эту связь, рассмотрим следующий опыт. Пусть внутри замкнутой оболочки, поддерживаемой при постоянной температуре  $T$ , помещены несколько тел (рис.2). Воздух из оболочки удалим, так что тела могут обмениваться энергией между собой и оболочкой лишь путем излучения и поглощения электромагнитных волн.

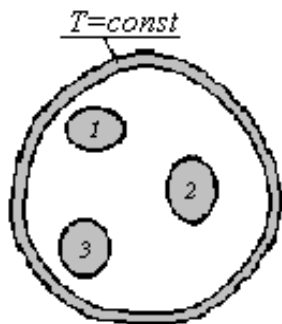


Рис. 2

Опыт показывает, что такая система через некоторое время придёт в состояние теплового равновесия – все тела примут одну и ту же температуру, равную температуре оболочки  $T$ . В таком состоянии тело, обладающее большей спектральной плотностью энергетической светимости  $r_{\lambda T}$ , теряет в единицу времени с единицы поверхности больше энергии, чем тело, обладающее меньшей  $r_{\lambda T}$ . Поскольку температура (а следовательно и энергия) тел не меняется, то тело, излучающее больше энергии, должно и больше поглощать, т.е. обладать большей  $a_{\lambda T}$ . Таким образом, чем больше спектральная плотность энергетической светимости тела  $r_{\lambda T}$ , тем больше и его коэффициент поглощения  $a_{\lambda T}$ . Отсюда вытекает соотношение

$$\left( \frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_1 = \left( \frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_2 = \left( \frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_3 = \dots = \frac{r_{\lambda T}^0}{a_{\lambda T}^0} = r_{\lambda T}^0, \quad (8)$$



(так как  $a_{\lambda T}^0 = 1$ ), где индексы 1, 2, 3, ... и т. д. относятся к разным телам. Это соотношение выражает закон, установленный Кирхгофом (1859).

**Закон Кирхгофа.** *Отношение спектральной плотности энергетической светимости к коэффициенту поглощения не зависит от природы тел, является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией длины волны (частоты) и температуры и равно спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела  $r_{\lambda T}^0$  (для которого  $a_{\lambda T}^0 = 1$ ):*

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = f(\lambda, T) = r_{\lambda T}^0. \quad (9)$$

Следствия, вытекающие из закона Кирхгофа:

1. Тело, которое при данной температуре  $T$  не поглощает излучение в каком либо интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$  ( $a_{\lambda T} = 0$ ), не может при температуре  $T$  и излучать в этом интервале длин волн, т.е.  $r_{\lambda T} = a_{\lambda T} \cdot r_{\lambda T}^0 = 0$ .

2. Так как у реальных тел  $a_{\lambda T} < 1$ , то всегда при одной и той же температуре  $T$   $r_{\lambda T} < r_{\lambda T}^0$ , т. е. энергетическая светимость абсолютно черного тела при данной длине волны  $\lambda$  и температуре  $T$  максимальна.

3. Всякое тело при данной температуре излучает электромагнитные волны той частоты, которые оно поглощает при той же температуре.

#### 4. ИЗЛУЧЕНИЕ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА

Абсолютно черное тело имеет для нас важное значение, так как оно является идеальным излучателем, зная свойства которого можно описать излучение реальных тел. Название «черное тело» отражает его поглощательные свойства. Абсолютно черных тел в природе не существует.

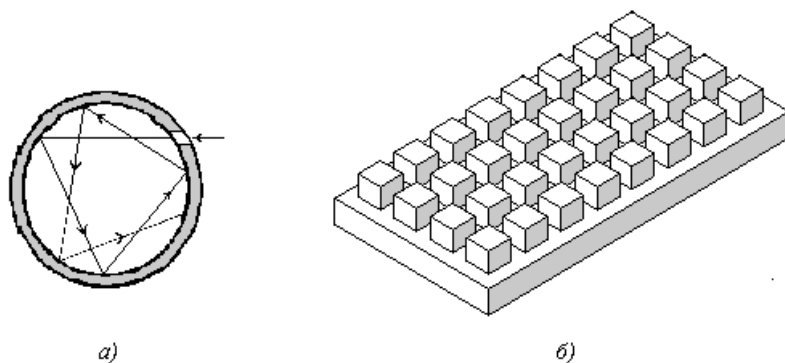


Рис. 3

Наилучшим приближением к абсолютно черному телу является замкнутая полость, в стенке которой сделано малое отверстие, через которое излучение из полости может выходить наружу. Если стенки полости непрозрачны, то при достаточно малых размерах отверстия в полости установится излучение, мало отличающееся от равновесного. Через отверстие будет выходить практически такое же излучение, какое испускалось бы абсолютно черной площадкой той же формы и размеров. Убедиться в этом можно и другим способом. Луч, проникший снаружи в полость через отверстие, будет претерпевать многократные отражения от стенок полости (рис. 3,а). При каждом отражении часть лучистой энергии поглощается. После многократных отражений луч либо совсем не выйдет наружу через отверстие, либо выйдет лишь ничтожная часть лучистой энергии, проникшей в полость. Почти вся энергия поглотится стенками полости. Это значит, что полость с малым отверстием в отношении поглощения, а также согласно закона Кирхгофа, и в отношении испускания, ведет себя практически как абсолютно черное тело. (Модель абсолютно черного тела показывает, что пористые или ворсистые тела, у которых размер пор или ворсинок больше  $\lambda$ , могут хорошо поглощать свет, поскольку излучение будет затухать в результате многократных отражений. На рис. 3,б приведен также пример антиотражающего покрытия).

Если стенки полости поддерживать при некоторой температуре  $T$ , то из отверстия выходит излучение, весьма близкое по спектральному

составу к излучению абсолютно черного тела при той же температуре. Направляя это излучение на чувствительный термозлемент или болометр, можно измерить энергетическую светимость  $R_T$ . Предварительно раскладывая это излучение в спектр с помощью призмы и решетки, можно детально изучить спектральный состав теплого излучения и экспериментально найти вид функции  $r_{\lambda T}^0$ . Результаты таких опытов приведены на рис. 4. Разные кривые на рис. 4 относятся к различным значениям температуры  $T$ . Площадь, охватываемая кривой, дает энергетическую светимость  $R_T$  абсолютно черного тела при соответствующей температуре. Из рис. 4 видно, что  $R_T$  сильно возрастает с температурой  $T$ . Максимум спектральной плотности энергетической светимости  $r_{\lambda T}^0$  с увеличением температуры  $T$  сдвигается в сторону более коротких длин волн. В свое время теоретическое и экспериментальное изучение функции  $r_{\lambda T}^0$  позволило выяснить целый ряд новых, ранее неизвестных свойств света. Необходимость изучения функции  $r_{\lambda T}^0$  выдвигалась и потребностями практики. В 1872 г. Лодыгин сконструировал лампу накаливания в стеклянном баллоне с угольным стержнем, в 1876 г. Яблочков изобрел дуговую лампу, а в 1894 г. Лодыгин получил патент на лампу накаливания с вольфрамовой нитью.

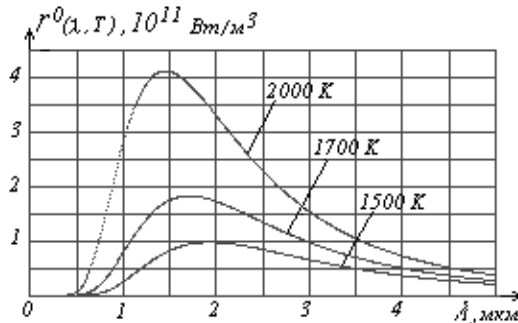


Рис. 4

## 5. ЗАКОН СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА. ЗАКОНЫ ВИНА

Во второй половине XIX века производились многочисленные исследования зависимости энергетической светимости  $R_T$  нагретых тел

от температуры. Эти исследования приводили к противоречивым результатам. Из экспериментально установленных законов следует отметить только результат, найденный в 1879 г. Стефаном. Он нашел, что для черных тел энергетическая светимость пропорциональна четвертой степени температуры. Через пять лет Больцман получил этот результат теоретически из термодинамических соображений и показал, что он имеет место для абсолютно черных тел.

### **Закон Стефана-Больцмана:**

$$R_T = \sigma T^4. \quad (10)$$

*Энергетическая светимость  $R_T$  абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени температуры  $T$ .*

Константу  $\sigma$  называют постоянной Стефана-Больцмана. Ее экспериментальное значение равно  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт / (м<sup>2</sup> К<sup>4</sup>).

В это же время делались также попытки решения основной задачи теории теплового излучения – определение вида функции спектральной плотности энергетической светимости  $r_{\lambda T}^0$ . Воспользовавшись, кроме термодинамики, электромагнитной теорией, Вин (1893) показал, что функция спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела должна иметь вид

$$r_{\lambda T}^0 = \frac{1}{\lambda^5} \Psi(\lambda T), \quad (11)$$

где  $\Psi(\lambda T)$  – некоторая функция произведения  $\lambda T$ . Соотношение (11) позволяет установить зависимость между длиной волны  $\lambda_{\max}$ , на которую приходится максимум функции  $r_{\lambda T}^0$ , и температурой  $T$ , а также определить максимальное значение  $r_{\lambda T}^0$ . Простые вычисления (см. [1]) приводят к результатам, которые называются законами Вина.

### **I закон Вина ( закон смещения):**

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}. \quad (12)$$

Длина волны  $\lambda_{\max}$ , на которую приходится максимальная спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела, обратно пропорциональна температуре  $T$ .

Экспериментальное значение константы  $b$  равно

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Этот закон устанавливает, что с повышением температуры абсолютно черного тела, максимум функции  $r_{\lambda T}^0$  смещается в сторону более коротких длин волн.

## II закон Вина:

$$r^0(\lambda_{\max}, T) = b'T^5. \quad (13)$$

Максимальная спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела пропорциональна пятой степени температуры.

Константа  $b'$  равна  $b' = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} / (\text{м}^3 \text{ К}^5)$ .

Однако оказалось невозможным определить явный вид функции спектрального распределения теплового излучения в рамках термодинамического подхода. Вин предложил интерполяционную формулу вида

$$r_{\lambda T}^0 = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-c_2/\lambda T}, \quad (14)$$

удовлетворяющую термодинамическому условию (11). Эта формула при должном выборе постоянных  $c_1$  и  $c_2$  приводит к хорошему совпадению в области коротких длин волн  $\lambda$ , но давала преуменьшенные значения в области больших  $\lambda$ . Дальнейшая попытка теоретического выбора  $r_{\lambda T}^0$  была предпринята Рэлеем и Джинсом. Они исходили из рассмотрения теплового излучения как системы стоячих электромагнитных волн в замкнутой полости.

## 6. РАВНОВЕСНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ. ФОРМУЛА РЭЛЕЯ-ДЖИНСА

Рассмотрим излучение, находящееся в равновесии с веществом. Для этого представим себе полость, стенки которой поддерживаются при постоянной температуре  $T$ . В равновесном состоянии энергия излучения будет распределена в объеме полости с определенной плотностью  $u = u(T)$ . Спектральное распределение этой энергии можно охарактеризовать функцией  $u(\omega, T)$ , определяемой условием

$$du_{\omega} = u(\omega, T) d\omega,$$

где  $du_{\omega}$  – доля плотности энергии, приходящаяся на интервал частот  $d\omega$ . Полная плотность энергии  $u(T)$  связана с функцией  $u(\omega, T)$  формулой

$$u(T) = \int_0^{\infty} u(\omega, T) d\omega.$$

Из термодинамических соображений следует, что равновесная плотность энергии излучения  $u(T)$  зависит только от температуры и не зависит от свойств стенок полости.

Пусть имеется полость с абсолютно черными стенками. В случае равновесия через каждую малую площадку внутри полости будет проходить в любом направлении поток излучения одинаковой плотности. Если бы излучение распространялось в одном заданном направлении перпендикулярном площадке, то плотность потока энергии в рассматриваемой точке была бы равна  $cu$ , где  $c$  – скорость электромагнитной волны. Однако через площадку проходит множество лучей, направления которых равномерно распределены в пределах телесного угла  $4\pi$ . Поток энергии  $cu$  также распределен равномерно в пределах этого телесного угла. Дальнейшее рассмотрение [1] показывает, что спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела связана с равновесной плотностью энергии теплового излучения следующим соотношением:

$$r^0(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T). \quad (15)$$

Рэлей и Джинс сделали попытку определить равновесную плотность энергии излучения  $u(\omega, T)$ , исходя из закона классической статистики о равномерном распределении энергии между всеми степенями свободы системы, находящейся в термодинамическом равновесии. Согласно этому закону, средняя энергия  $\langle \varepsilon_{\text{кол}} \rangle$ , приходящаяся на колебательную степень свободы системы зависит только от абсолютной температуры  $T$  и равна

$$\langle \varepsilon_{\text{кол}} \rangle = kT,$$

где  $k = 1,3806 \cdot 10^{-23}$  Дж / К – постоянная Больцмана.

С учетом поляризации электромагнитных волн (во взаимно перпендикулярных направлениях), количество стоячих волн, отнесенное к единице объема полости, определяется выражением (вывод формулы см. в [1])

$$dn_{\omega} = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}. \quad (16)$$

Умножив выражение (16) на  $\langle \varepsilon_{\text{кол}} \rangle$ , получим плотность энергии, приходящуюся на интервал частот от  $\omega$  до  $\omega + d\omega$

$$u(\omega, T) d\omega = \langle \varepsilon \rangle dn_{\omega} = kT \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega.$$

Отсюда

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT. \quad (17)$$

Перейдя от  $u(\omega, T)$  к  $r^0(\omega, T)$  по формуле (15), получим выражение для спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела

$$r^0(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT, \quad (18)$$

или в переменных  $\lambda, T$

$$r^0(\lambda, T) = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4}. \quad (19)$$

Выражения (17) – (19) называются *формулой Рэля – Джинса*. Эта формула удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными лишь при больших длинах волн и резко расходится с опытом для малых длин волн. На рис. 5 кривая Рэля-Джинса изображена линией 1. Интерполяционная кривая Вина изображена линией 2. Точками на том же рисунке изображена кривая Планка для той же температуры. Из рисунка видно, что для коротких длин волн формула Вина прекрасно согласуется с опытом. Однако в области больших длин волн она дает неверные результаты. Здесь применима формула Рэля-Джинса (на рис. 5 эта область более 10 мкм).

С другой стороны формула Рэля-Джинса показывает, что интегрирование выражения (17) по  $\omega$  в пределах от 0 до  $\infty$  дает для равновесной плотности энергии  $u(T)$  бесконечно большое значение. Этот результат, получивший название *ультрафиолетовой катастрофы*, также находится в противоречии с опытом. В частности, по закону Стефана-Больцмана  $u(T)$  должна быть пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры, т.е. должна быть конечной величиной.



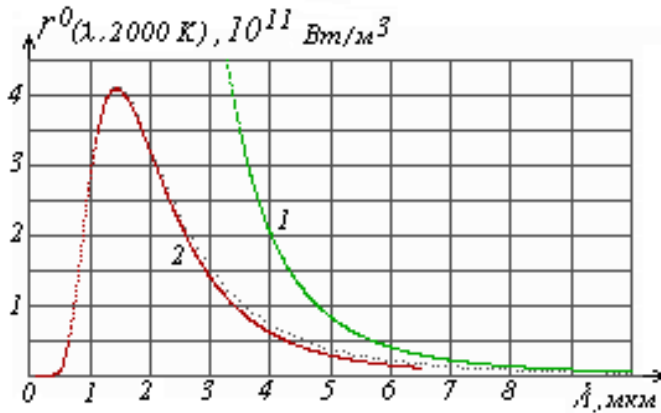


Рис. 5

## 7. ГИПОТЕЗА И ФОРМУЛА ПЛАНКА

Расхождение формулы (17) с опытом указывало на существование каких-то закономерностей, несовместимых с представлениями классической физики. В 1900 г. М. Планку удалось найти вид функции  $u(\omega, T)$ , в точности соответствующей опытным данным. Для этого ему пришлось сделать предположение, совершенно чуждое классическим представлениям, а именно, допустить, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения  $\nu$ :

$$\varepsilon = h\nu.$$

Коэффициент пропорциональности  $h$  получил название *постоянной Планка*:

$$h = 6,6261 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

Согласно соотношению  $\omega = 2\pi\nu$  энергию кванта можно записать в виде

$$\varepsilon = \hbar\omega,$$

где  $\hbar = h / 2\pi$  – видоизмененная постоянная Планка. Если энергия атома изменяется порциями  $\hbar\omega$ , то энергия излучения  $\varepsilon_n$  должна быть кратной этой величины, т. е.

$$\varepsilon_n = n\hbar\omega, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots$$

В этом случае средняя энергия излучения, приходящаяся на одну колебательную степень свободы излучателя частоты  $\omega$ , будет определяться выражением (см. [1]):

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (20)$$

Заметим, что при  $\hbar \rightarrow 0$ , формула (20) переходит в классическое выражение  $\langle \varepsilon \rangle = kT$ . Перемножив выражения (16) и (20), получим спектральную плотность энергии

$$u(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (21)$$

Воспользовавшись соотношением (15), придем к формуле

$$r^0(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (22)$$

Выражения (21) и (22) носят названия *формулы Планка*. Эта формула точно согласуется с экспериментальными данными во всем интервале частот от 0 до  $\infty$ .

Осуществив преобразование выражения (22) по формуле (6), получим формулу Планка в переменных  $\lambda, T$

$$r^0(\lambda, T) = \frac{2\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}. \quad (23)$$

В практических приложениях удобно пользоваться следующим выражением для формулы Планка:

$$r^0(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1}, \quad (24)$$

где  $c_1 = 2\pi hc^2$  – постоянная, равная  $3,7418 \cdot 10^{-16}$  Вт·м<sup>2</sup> ;

$c_2 = hc / k$  – постоянная, равная  $1,4388 \cdot 10^{-2}$  м·К ;

$c = 2,9979 \cdot 10^8$  м / с – скорость света в вакууме.

**Следствия из формулы Планка:**

1. В случае больших длин волн,  $hc/\lambda kT \ll 1$ , формула Планка переходит в формулу Релея-Джинса (19), которая правильно описывает излучение в длинноволновой области спектра.

2. В случае коротких длин волн,  $hc/\lambda kT \gg 1$ , получаем формулу Вина (14), которая правильно описывает излучение абсолютно черного тела в коротковолновой области спектра.

3. Формула Планка устраняет ”ультрафиолетовую катастрофу” и позволяет теоретически вычислить постоянные  $\sigma$ ,  $b$  и  $b'$  в законах Стефана-Больцмана и Вина.

Интегрируя выражение (23) по всем длинам волн  $\lambda$ , мы получим энергетическую светимость абсолютно черного тела

$$R_T^0 = \int_0^\infty r_{\lambda T}^0 d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4.$$

Таким образом, из формулы Планка вытекает закон Стефана-Больцмана (10) и определяется величина постоянной Стефана-Больцмана

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,6705 \cdot 10^{-8} \text{ Вт / (м}^2 \text{ К}^4).$$

Для получения законов Вина (12) и (13) из формулы Планка (23) надо найти положение максимума спектральной плотности энергетической светимости  $r_{\lambda T}^0$  по длинам волн  $\lambda$  обычными методами дифференциального исчисления. Такие вычисления приводят к выражению

$$\frac{hc}{\lambda_{\max} kT} = \beta = 4,9651, \quad (25)$$

из которого следует первый закон Вина:

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{\beta kT} = \frac{b}{T},$$

где  $b = \frac{hc}{\beta k} = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$  – первая постоянная Вина, которая с большой точностью совпадает с экспериментальным значением. Подставляя (25) в (23), получим второй закон Вина. Действительно

$$r^0(\lambda_{\max}, T) = \frac{2\pi\beta^5 k^5}{h^4 c^3} \frac{1}{e^\beta - 1} T^5 = b' T^5.$$

Вычисленная по этой формуле вторая постоянная Вина равна:  
 $b' = 1,2867 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} / (\text{м}^3 \text{ К}^5)$ .

Формула Планка может быть получена теоретически с позиций квантовой теории в рамках модели, рассматривающей равновесное излучение в полости как фотонный газ с переменным числом фотонов, подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна и имеющий химический потенциал  $\mu = 0$ .

## **8. ПРИНЦИПЫ ПИРОМЕТРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ. УСЛОВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ**

Методы определения температуры нагретых тел, основанные на измерениях теплового излучения, носят название методов *оптической пирометрии* или *пирометрии излучения*, а сами приборы, использующие этот метод, называются *оптическими пирометрами* или *пирометрами излучения*. Принцип действия пирометров излучения основан на приеме теплового излучения объектов с помощью оптической системы и фокусировки его на чувствительной площадке приемника излучения. Под действием падающего потока приемник вырабатывает электрический сигнал, который поступает в уси-

лительно-преобразующее устройство, выход которого подключен к указывающим или регистрирующим устройствам, или устройствам для автоматического регулирования температур.

Пирометры излучения широко применяются в металлургической и в других отраслях промышленности, а также при проведении научных исследований. При измерении температуры с помощью пирометров температура объекта не искажается, так как измерение не требует непосредственного соприкосновения с объектом. Поэтому такие методы измерения температур тел принято называть *бесконтактными*. Этим пирометры излучения отличаются от контактных средств измерений температуры. Контактные измерения температуры с помощью термопар и терморезисторов требует надежного контакта с исследуемым объектом, что приводит к большой погрешности при измерении температуры объектов малых размеров. Ряд трудностей возникает при измерении контактным методом температуры подвижных объектов. Этим недостатком лишены методы бесконтактного измерения, осуществляемые с помощью пирометров.

В пирометрии излучения в качестве энергетической величины, характеризующей тепловое излучение тел, помимо введенной уже энергетической светимости  $R_T$  применяют также *энергетическую яркость*  $B_T$ . Если  $R_T$  характеризует поток излучения по всем направлениям, то  $B_T$  характеризует распределение этого потока по углам.

Энергетическая яркость  $B_T$  [ $Bm / (m^2 \cdot \text{стер.})$ ] элемента поверхности в данном направлении представляет отношение потока излучения  $d\Phi$  к произведению телесного угла  $d\Omega$ , в котором он распространяется, и площади проекции площадки  $dS$  на плоскость, перпендикулярную направлению излучения:

$$B_T = \frac{d\Phi}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos \alpha}, \quad (26)$$

где  $\alpha$  – угол между направлением распространения потока излучения  $d\Phi$  и нормалью к площадке.

*Спектральная плотность энергетической яркости*  $b_{\lambda T}$  [Вт / ( $m^2 \cdot \text{стер} \cdot m$ )] равна

$$b_{\lambda T} = \frac{dB_T}{d\lambda}. \quad (27)$$

Энергетическая яркость тела является величиной, непосредственно воспринимаемой оптическими пирометрами любого типа действия, а также человеческим глазом, фотографической пленкой и др.

Поверхности тел, энергетическая яркость которых во всех направлениях одинакова, называют *диффузно излучающими или ламбертовыми источниками*. Между энергетической светимостью и яркостью диффузно излучающих поверхностей существует соотношение

$$R_T = \pi B_T. \quad (28)$$

Все реальные излучатели, у которых коэффициент поглощения меньше единицы, принято подразделять на тела с селективным (избирательным) излучением и тела с серым излучением.

Способность реального тела, нагретого до температуры  $T$ , излучать, можно оценивать количественно относительными энергетическими характеристиками, которые позволяют сопоставлять его излучение с излучением абсолютно черного тела.

К ним относится *интегральный коэффициент излучения  $\varepsilon_T$  (интегральная степень черноты тела)*, равный отношению энергетической светимости данного (реального) тела  $R_T$  к энергетической светимости абсолютно черного тела  $R_T^0$ , находящегося при той же температуре  $T$ , что и данное тело

$$\varepsilon_T = \frac{R_T}{R_T^0}. \quad (29)$$

Интегральный коэффициент излучения  $\varepsilon_T$  представим в виде

$$\varepsilon_T = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda T} \cdot r_{\lambda T}^0 \, d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}^0 \, d\lambda},$$

где  $\varepsilon_{\lambda T}$  – спектральный коэффициент излучения, для которого можно записать выражение

$$\varepsilon_{\lambda T} = \frac{r_{\lambda T}}{r_{\lambda T}^0}. \quad (30)$$

Так как для всех реальных тел при заданной температуре  $R_T < R_T^0$  и  $r_{\lambda T} < r_{\lambda T}^0$ , то  $0 < \varepsilon_T < 1$  и  $0 < \varepsilon_{\lambda T} < 1$ . Коэффициенты излучения  $\varepsilon_T$  и  $\varepsilon_{\lambda T}$  зависят от вещества тела, состояния поверхности (формы, шероховатости), направления излучения и температуры. Вспоминая закон Кирхгофа, можно видеть, что  $\varepsilon_{\lambda T}$  и коэффициент поглощения  $a_{\lambda T}$  совпадают. Спектральный коэффициент  $\varepsilon_{\lambda T}$  зависит также от длины волны  $\lambda$ . Если  $\varepsilon_{\lambda T}$  не зависит от  $\lambda$ , то такое тело принято называть *неселективным излучателем или серым телом*. К серым телам можно отнести железо, сажу, графит, некоторые краски. Практически "серым" телом является пламя углеводородов, например, ацетилена. Для серого тела распределение энергии излучения совпадает с распределением спектра абсолютно черного тела, только мощность излучения с единицы поверхности меньше.

Тела, спектральный коэффициент излучения которых изменяется с длиной волны, называются телами с *селективным излучением*. Например, металлы имеют наибольшее значение коэффициента излучения в области малых длин волн; при увеличении длины волны их коэффициент излучения, как правило, уменьшается. У диэлектриков, наоборот, по мере увеличения длины волны коэффициент излучения увеличивается.

Так как коэффициент теплового излучения реальных тел зависит от индивидуальных особенностей их поверхности, то возникает необходимость градуировки (калибровки) оптических пирометров по эталонному источнику теплового излучения, излучательные характеристики которого известны с высокой степенью точности. Таким источником, как показано выше, является только модель абсолютно черного тела с известной температурой. Применяя такие пирометры, прокалиброванные по черному телу, для измерения температуры реальных тел, мы в большинстве случаев получаем значения температуры, отличающиеся от истинной температуры реального

тела. Эти температуры реальных тел, измеренные по их тепловому излучению, в пирометрии принято называть *условными температурами*. В зависимости от ширины спектральных интервалов длин волн, в пределах которых производится измерение температуры реальных тел пирометрами, условные температуры принято разделять на *радиационную, яркостную и цветовую*. Выведем формулы, позволяющие осуществлять переход от условных температур реальных тел к их истинным температурам, при этом влиянием температуры окружающей среды будем пренебрегать.

**Радиационная температура.** *Под радиационной температурой  $T_p$  реального тела понимают такую температуру черного тела, при которой его энергетическая яркость  $B_{T_p}^0$  по всему диапазону длин волн от  $\lambda_1 = 0$  до  $\lambda_2 = \infty$  равна энергетической яркости  $B_T$  рассматриваемого реального тела с истинной температурой  $T$ , т.е.*

$$B_{T_p}^0 = B_T = \varepsilon_T \cdot B_T^0.$$

На основании закона Стефана-Больцмана (10) и соотношения (28) получаем

$$\frac{\sigma}{\pi} T_p^4 = \varepsilon_T \frac{\sigma}{\pi} T^4,$$

откуда температура  $T$  будет равна

$$T = \frac{T_p}{\sqrt[4]{\varepsilon_T}}. \quad (31)$$

Так как  $\varepsilon_T < 1$ , то  $T$  всегда больше  $T_p$ .

**Яркостная температура.** *Яркостной температурой  $T_\lambda$  реального тела называется такая температура черного тела, для которой для данной длины волны  $\lambda_0$  оно имеет ту же спектральную плотность энергетической яркости, что и рассматриваемое реальное тело с истинной температурой  $T$  при той же длине волны  $\lambda_0$ .*

По определению



$$b_{\lambda_0, T_{\text{я}}}^0 = b_{\lambda_0, T} = \varepsilon_{\lambda_0, T} b_{\lambda_0, T}^0.$$

Подставив в это равенство значения плотностей энергетических спектральных яркостей из формулы Вина (14) и прологарифмировав полученное выражение, найдем

$$\ln \varepsilon_{\lambda_0, T} = \frac{c_2}{\lambda_0} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{я}}} \right),$$

откуда

$$T = \left( \frac{1}{T_{\text{я}}} + \frac{\lambda_0}{c_2} \ln \varepsilon_{\lambda_0, T} \right)^{-1}. \quad (32)$$

Поскольку для реальных тел  $\varepsilon_{\lambda, T} < 1$ , а  $\ln \varepsilon_{\lambda, T} < 0$ , то всегда  $T > T_{\text{я}}$ .

**Цветовая температура.** Цветовая температура  $T_C$  реального тела – это температура черного тела, при которой относительное распределение спектральной плотности энергетической яркости черного тела и реального тела при истинной температуре  $T$  максимально близки, т.е. отношение спектральных плотностей яркости при двух заданных длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  одинаково.

По определению

$$\frac{b_{\lambda_2, T_C}^0}{b_{\lambda_1, T_C}^0} = \frac{b_{\lambda_2, T}}{b_{\lambda_1, T}} = \frac{\varepsilon_{\lambda_2, T}}{\varepsilon_{\lambda_1, T}} \cdot \frac{b_{\lambda_2, T}^0}{b_{\lambda_1, T}^0}.$$

Подставив в это равенство значения спектральных плотностей энергетических яркостей из закона Вина (14) и прологарифмировав полученное выражение, получим

$$\ln \frac{\varepsilon_{\lambda_1, T}}{\varepsilon_{\lambda_2, T}} = c_2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \cdot \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_C} \right).$$

Откуда

$$T = \left( \frac{1}{T_C} + \frac{1}{c_2} \cdot \frac{\ln(\varepsilon_{\lambda_1, T} / \varepsilon_{\lambda_2, T})}{(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)} \right)^{-1}. \quad (33)$$

Из формулы (33) следует, что значения  $T_C$  могут быть меньше или больше  $T$  в зависимости от отношения  $\varepsilon_{\lambda_1, T} / \varepsilon_{\lambda_2, T}$ .

В табл. 1 приведены характеристики теплового излучения и условные температуры для вольфрама. Спектральный коэффициент излучения  $\varepsilon(\lambda, T)$  дан для длины волны  $\lambda = 0,655$  мкм. Цветовая температура  $T_C$  определена для двух длин волн  $\lambda_1 = 0,467$  мкм и  $\lambda_2 = 0,655$  мкм.

Т а б л и ц а 1

Характеристики теплового излучения и условные температуры для вольфрама

$T, K$	$\varepsilon_T$	$\varepsilon_{\lambda, T}$	$T_P, K$	$T_{Я}, K$	$T_C, K$
1	2	3	4	5	6
900	0,089	0,458	490	872	904
1000	0,105	0,456	562	966	1006
1200	0,141	0,452	733	1149	1208
1400	0,175	0,448	907	1330	1412
1600	0,207	0,443	1083	1508	1618
1800	0,237	0,439	1259	1684	1823

Окончание табл. 1

1	2	3	4	5	6
2000	0,263	0,435	1434	1857	2030
2100	0,274	0,433	1521	1943	2134
2200	0,285	0,431	1608	2027	2238
2300	0,295	0,429	1695	2111	2342
2400	0,304	0,427	1782	2192	2447

## 9. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ТЕПЛОВИДЕНИЯ (5)

Пирометры излучения позволяют производить измерение температуры в “точке”, т.е. в пределах телесного угла (мгновенного углового зрения), обеспечиваемого параметрами оптической системы пирометра и размерами чувствительной площадки приемника излучения. Часто (например, для целей технической диагностики) достоверная информация о состоянии контролируемого объекта получается путем анализа распределения температуры по его поверхности, что возможно за счет использования различных способов сканирования. Так, если перемещать или покачивать пирометр около исследуемого объекта или перемещать объект относительно неподвижного пирометра, то можно получить информацию о распределении температуры по его поверхности. Однако применение пирометра для этой цели затруднено вследствие большой инертности (большим временем измерения) процесса получения сигнала о температуре и необходимости организации равномерного сканирования. В связи с этим были созданы приборы, позволяющие наблюдать распределение температуры по поверхности контролируемого объекта с высоким быстродействием, названные тепловизорами или термографами.

Тепловизоры – устройства, предназначенные для наблюдения объектов по их собственному тепловому излучению. Они преобразуют невидимое глазом человека инфракрасное излучение в электрические сигналы, которые после усиления и электрической обработки вновь преобразуются в видимое.

В отличие от изображений в видимой области объекта и различий в отражательной способности его элементов и отражающего фона, тепловые (инфракрасные) изображения создаются за счёт собственного теплового излучения объекта и определяются различиями в температуре и излучательной способности его элементов и окружающего фона. Изменения в температуре поверхности объекта в определенной мере соответствуют деталям визуально наблюдаемой картины, поэтому создаваемые тепловизором изображения в основном отвечают представлениям о форме и размерах рассматриваемых объектов.

В большинстве современных тепловизоров используется оптико-механическая система сканирования и одноэлементный приёмник излучения. В оптико-механических сканирующих устройствах процесс сканирования осуществляется за счет изменения оптической оси прибора. При этом общее поле обзора последовательно анализируется мгновенным полем зрения оптической системы. Сканирование может производиться при помощи вращающихся или колеблющихся зеркал или призм. Структурная схема тепловизора с оптико-механической системой сканирования (развертки) показана на рис.6.

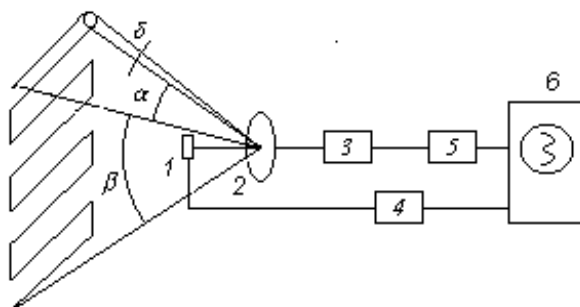


Рис. 6

Приемно-оптическая система 2, управляемая сканирующей системой 3, производит обзор объекта мгновенным полем зрения. При этом оптическая ось системы перемещается с постоянной скоростью по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Движение по горизонталям создает строчную развертку: прочерчиваемые при этом линии называются строками. В результате перемещения по вертикали, создаваемого кадровой разверткой, все строки располагаются одна под другой. За один период кадровой развертки (время сканирования кадра) происходит передача неподвижного изображения, т.е. производится обзор в пределах поля зрения, определяемого углами  $\alpha$  и  $\beta$ . В процессе сканирования на приемник излучения 1 последовательно направляется излучение от областей объекта, которые попадают в угловое поле зрения тепловизора. После преобразования излучения, падающего на чувствительную площадку приемника излучения, в электрический сигнал, сигнал подается на усилитель 4. Сигналы с усилителя, устройства развертки и синхронизации 5 создают на экране электронно-лучевой трубки видео-

контрольного устройства в видимое черно-белое или цветное изображение температурного поля поверхности исследуемого объекта.

В качестве приемников излучения в современных тепловизорах применяются фотодиоды или фоторезисторы из антимонида индия (InSb), охлаждаемые жидким азотом до  $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Такие приемники имеют постоянную времени  $1\text{ мкс}$ , что позволяет получать кадры с частотой  $10 - 50\text{ Гц}$ . Диапазон измеряемых температур тепловизором от  $-20$  до  $+2000\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Важной характеристикой тепловизоров является их порог чувствительности - минимально определяемая разность температур  $\Delta T_{min}$  на поверхности абсолютно черного тела с температурой  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ , при которой отношение сигнала к собственным шумам тепловизора должно быть равно 1. У серийно выпускаемых тепловизоров  $\Delta T_{min} = 0,05 \dots 0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Тепловизионные камеры могут иметь различные габариты. На рис. 7 представлена переносная камера и камера, закрепленная на шлеме. На этом же рисунке показано также изображение, полученное с помощью тепловизионной камеры.



Рис. 7

## Лабораторная работа

### Измерение температуры нагретых тел с помощью оптического пирометра

#### **Цель работы:**

1. Изучить законы теплового излучения.
2. Изучить устройство и принцип работы оптического пирометра с исчезающей нитью.

3. Измерить яркостную температуру и определить действительное значение температуры нити накала лампы.

4. Определить интегральный коэффициент излучения вольфрамовой спирали лампы накаливания.

### Описание установки и метода измерения

Блок-схема измерительного стенда представлена на рис. 8. Источником теплового излучения служит вольфрамовая нить или пластинка  $П_{II}$  (в зависимости от вида лампы) площадью  $S_{пл}$ , нагреваемая

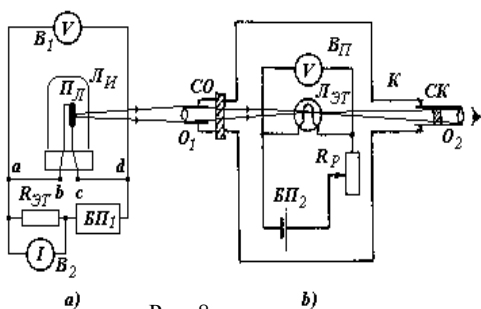


Рис. 8

от регулируемого источника постоянного тока  $БП_1$  до температуры  $T$  (рис. 8,а). Температура поверхности пластины измеряется оптическим пирометром с исчезающей нитью (рис. 8,б). Предполагаем, что поверхность пластины является

диффузным излучателем с равномерно распределенной по поверхности энергетической яркостью. Уравнением теплоотдачи нагретой пластины до температуры  $T$  (при условии равномерного нагрева) является уравнение теплового баланса, в котором подводимая к пластине мощность электрического тока  $W_{\Sigma} = I_{пл} \cdot U_{\Sigma}$  затрачивается на отдачу тепла в единицу времени излучением  $W_{изл}$ , теплоотдачу конвекцией  $W_{конв}$  и на выделение джоулева тепла в единицу времени в подводящих проводах  $W_{дж}$

$$I_{пл} \cdot U_{\Sigma} = W_{изл} + W_{конв} + W_{дж}, \quad (34)$$

где  $I_{пл}$  – сила тока в цепи питания пластины,  $U_{\Sigma}$  – падение напряжения на пластине и подводящих проводах (участок цепи  $ad$ ). Рассмотрим подробнее каждую составляющую теплоотдачи, входящую в уравнение (34):

#### 1. Отдача тепла нагретой пластины излучением.

В связи с тем, что отдача тепла нагретой пластины с температурой  $T$  излучением происходит в окружающую среду с температурой  $T_{ср}$ , то выражение  $W_{изл}$  согласно с закону Стефана-Больцмана будет

иметь вид

$$W_{\text{изл}} = \varepsilon_T S_{\text{пл}} \sigma (T^4 - T_{\text{ср}}^4), \quad (35)$$

где  $\varepsilon_T$  – интегральный коэффициент излучения вольфрама, зависящий от температуры (см. табл.).

### 2. *Отдача тепла вследствие свободной конвекции.*

Этот перенос тепла связан с переносом самой среды и происходит вследствие разности плотности нагретых и холодных частей газа (воздуха) вблизи поверхности нагретой пластины в гравитационном поле Земли. Под воздействием подъемной силы нагретые объемы газа поднимаются вверх, а на их место поступают холодные объемы газа, уносящие тепло от нагретой пластины. Такое движение газа носит название свободной конвекции. Согласно закона Ньютона-Рихмана тепловой поток  $W_{\text{конв}}$ , уносимый от нагретой поверхности твердого тела в окружающую среду, пропорционален площади поверхности пластины  $S_{\text{пл}}$  и разности температур поверхности тела  $T$  и среды  $T_{\text{ср}}$

$$W_{\text{конв}} = \alpha_k (T - T_{\text{ср}}) S_{\text{пл}}, \quad (36)$$

где  $\alpha_k$  – коэффициент конвективной теплоотдачи. Для расчета коэффициента  $\alpha_k$  в случае конвекции от плоской вертикальной поверхности при свободном движении воздуха с удовлетворительной точностью может быть использовано выражение

$$\alpha_k = 2,55 \sqrt[4]{T - T_{\text{ср}}}.$$

На практике влияние конвективного теплообмена можно существенно уменьшить, если поместить нагреваемую пластину в стеклянный (кварцевый) вакуумный сосуд или в качестве источника излучения взять электрическую лампу накаливания с вольфрамовым телом накала в виде пластины или спирали. Конвекционным потоком тепла в этом случае можно пренебречь.

3. *Поток тепла вследствие теплопередачи*  $W_{\text{тпрд}}$  будет направлен от раскаленной пластины к корпусу лампы через подводящие

провода. Поскольку сечение проводов мало, то этим потоком можно пренебречь.

4. *Потери тепла на нагревание проводников, соединяющих источник питания с пластиной.*

Известно, что количество выделяющегося в проводнике тепла согласно закона Джоуля-Ленца пропорционально его сопротивлению  $R_{\text{пр}}$ , квадрату силы тока  $I_{\text{пл}}$  и времени  $\Delta t$ . Откуда поток тепла будет равен

$$W_{\text{дж}} = R_{\text{пр}} I_{\text{пл}}^2 \quad (37)$$

Величина сопротивления зависит от формы и размеров проводника, а также от свойств материала, из которого он изготовлен. Для однородного цилиндрического проводника

$$R_{\text{пр}} = \frac{l}{S_{\text{пр}}} \rho \quad d_{\text{пр}} \ll l, \quad (38)$$

где  $l$  – длина проводника;

$S_{\text{пр}}$  – площадь его поперечного сечения;

$\rho$  – удельное электрическое сопротивление. Для большинства металлов удельное сопротивление растет с температурой приблизительно по линейному закону

$$\rho = \rho_0 \alpha_T T_{\text{пр}}, \quad (39)$$

где  $\rho_0$  – удельное сопротивление при нуле  $^{\circ}\text{C}$ ;

$\alpha_T$  – коэффициент;

$T_{\text{пр}}$  – температура проводника в  $^{\circ}\text{C}$ . С учетом (38) и (39), выражение (37) примет вид

$$W_{\text{дж}} = \frac{\rho_0 \alpha_T T_{\text{пр}} I_{\text{пр}}^2 l}{S_{\text{пр}}}. \quad (40)$$

После подстановки (35) – (37) в (34), уравнение теплового баланса примет вид



$$U_{\Sigma} I_{\text{пл}} = \varepsilon_T S_{\text{пл}} \sigma (T^4 - T_{\text{сп}}^4) + \alpha_k (T - T_{\text{сп}}) S_{\text{пл}} + R_{\text{пр}} I_{\text{пл}}^2. \quad (41)$$

На практике влияние конвективного теплообмена можно существенно уменьшить, если поместить нагреваемую пластину в стеклянный (кварцевый) вакуумный сосуд или в качестве источника излучения взять электрическую лампу накаливания с вольфрамовым телом накала в виде пластины или спирали. В этом случае пренебрегаем конвективным теплообменом и выражение (41) запишем в виде

$$U_{\Sigma} I_{\text{пл}} = \varepsilon_T S_{\text{пл}} \sigma T^4 \left( 1 - \frac{T_6^4}{T^4} \right) + R_{\text{пр}} I_{\text{пл}}^2,$$

где  $T_6$  – температура стеклянного баллона лампы. Если  $T \geq 1200$  К и  $T_6 \leq 320$  К, то с погрешностью 0,5% влияние члена  $T_6^4/T^4$  можно пренебречь. Тогда окончательно (14) примет вид

$$U_{\Sigma} I_{\text{пл}} = \varepsilon_T S_{\text{пл}} \sigma T^4 + R_{\text{пр}} I_{\text{пл}}^2. \quad (42)$$

Откуда интегральный коэффициент излучения  $\varepsilon_T$  тела накала будет равен

$$\varepsilon_T = \frac{U_{\Sigma} I_{\text{пл}} - R_{\text{пр}} I_{\text{пл}}^2}{\sigma S_{\text{пл}} T^4}. \quad (43)$$

Заметим, что из всех величин, входящих в выражение (42), наибольшие трудности представляет определение интегрального коэффициента излучения  $\varepsilon_T$  поверхности источника теплового излучения, а также его истинной температуры  $T$ . Если в качестве источника теплового излучения выбрать лампу накаливания с ленточным телом накала, то можно использовать значения коэффициента излучения вольфрама  $\varepsilon_T$ , приведенные в табл. 1.

В случае использования лампы накаливания со спиральной формой вольфрамового тела накала, многократное переотражение лучистого потока во внутренней области спирали приводит к тому,



что энергетическая яркость определенных частей спирали заметно непостоянна. На рис. 9 представлены зоны энергетической яркости спирального тела накала. Если  $V_1$  – энергетическая яркость зоны в направлении нормали к внешней поверхности вольфрамовой нити накала, то, как показал эксперимент, яркости зон  $V_{II}$ ,  $V_{III}$ ,  $V_{IV}$  связаны с  $V_1$  следующими соотношениями:  $V_{II} \approx 1,15 \cdot V_1$ ;  $V_{III} \approx 1,3 \cdot V_1$ ;  $V_{IV} \approx (1,7 \dots 2,0) \cdot V_1$ . Свитая нить накала в спираль изменяет вследствие много-кратных отражений так же и спектральный состав излучения. Как указано в табл. 1, в диапазоне температур тела накала 900 ... 1700 К интегральный коэффициент излучения  $\varepsilon_T$  вольфрама убывает с температурой и по абсолютной величине намного меньше спектрального коэффициента излучения для видимого диапазона длин волн ( $\lambda_0 = 0,65$  мкм). В случае же спиральной вольфрамовой нити зависимость эффективного интегрального коэффициента спирали от температуры изменяется и значение его увеличивается по сравнению с табличным (см. табл. 1).

В данной работе определение истинной температуры  $T$  исследуемого объекта – лампы со спиральным вольфрамовым телом накала производится на основе яркостной температуры  $T_j$ , измеряемой оптическим пирометром с исчезающей нитью. Этот пирометр применяется в различных областях промышленности для измерения температур в диапазоне 700 – 2000 °С, который разбит на два поддиапазона 700 – 1400 °С и 1400 – 2000 °С. Схема пирометра приведена на рис. 8,б. Оптический пирометр с исчезающей нитью состоит из объектива  $O_1$ , окуляра  $O_2$ , эталонной пирометрической лампы  $L_{ЭТ}$ , реостата  $R_p$  и измерительного прибора  $B_{П}$ .

Объектив  $O_1$  служит для проектирования изображения тела (нити накала лампы  $L_{II}$ ) в плоскость нити накала эталонной пирометрической лампы  $L_{ЭТ}$ . Линза объектива смонтирована в выдвижном тубусе, перемещающемся вручную в направляющей трубе. Перемещение тубуса объектива на 28 мм обеспечивает получение четкого изображения предмета, находящегося на расстоянии 0,7 м от объектива до оптической бесконечности. Окулярная система  $O_2$  служит для рассматривания в монохроматических лучах нити эталонной пирометрической лампы  $L_{ЭТ}$  на фоне изображения накаливаемого тела, температура которого измеряется. Окулярная система смонтирована в выдвижном тубусе окуляра, перемещающемся в

направляющей трубе. В тубусе окуляра установлены линза окуляра, монохроматический красный светофильтр ( $\lambda_0 = 0,65$  мкм), укрепленный в поворотной обойме, и выходная диафрагма, за которой находится глаз наблюдателя при измерении температуры. Выдвижение тубуса окулярной системы обеспечивает четкую видимость нити накала пирометрической лампы.

Узел эталонной пирометрической лампы  $L_{ЭТ}$  состоит из пирометрической лампы СИ-13, служащей эталоном измеряемой яркости. Лампа имеет дугообразную нить накала, расположенную в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Максимальное потребление тока пирометрической лампой при температуре нити  $1400$  °С – около  $0,4$  А, при напряжении на ее зажимах –  $2,5$  В. Пирометрическая лампа питается током от аккумуляторной батареи или от другого стабилизированного источника. Накал нити регулируют реостатом  $R_p$  посредством кольца, находящегося на передней части трубы пирометра (со стороны окуляра). Падение напряжения на пирометрической лампе регистрируется электроизмерительным стрелочным прибором  $B_{П}$ , вмонтированным в пирометр. Изменяя силу тока реостатом  $R_p$ , можно изменять накал нити пирометрической лампы, а следовательно, и энергетическую яркость нити. Если яркость нити лампы больше или меньше яркости исследуемого источника, то нить пирометрической лампы будет видна на фоне изображения источника в виде светлой или темной полоски (рис. 10). При совпадении яркостей нить не видна (исчезает). Момент достижения равенства монохроматических яркостей определяется визуально с большой точностью, поскольку человеческий глаз является исключительно чувствительным нулевым индикатором контрастности яркостей излучения светящихся тел.

Оптический пирометр предварительно прокалиброван (проградуирован) по модели абсолютно черного тела. Установлено, каким температурам черного тела соответствует исчезновение нити пирометрической лампы на фоне изображения черного тела при различных значениях падения напряжения на лампе. Таким образом, по показаниям вольтметра оптического пирометра, проградуированного в градусах Цельсия (°С), можно судить, какой температуре  $T_{Я}$  абсолютно черного тела соответствует излучение исследуемого источника (на длине волны  $\lambda_0 = 0,65$  мкм). Если бы исследуемый источник был абсолютно черным ( $\epsilon_{\lambda,T} \approx 1$ ), то эта температура  $T_{Я}$  бы

ла бы его истинной температурой. В случае когда коэффициент излучения источника меньше единицы ( $\varepsilon_{\lambda,T} < 1$ ), то измеренная пирометром температура источника не равна истинной и соответствует температуре  $T_{\text{я}}$  абсолютно черного тела, имеющего для  $\lambda_0 = 0,65$  мкм ту же яркость, что и яркость исследуемого тела при данных условиях наблюдения. Эта измеренная яркостная температура  $T_{\text{я}}$  всегда ниже истинной температуры  $T$ . От яркостной температуры можно перейти расчетным путем, согласно формуле (32), к истинной температуре исследуемого источника излучения, если только известен спектральный коэффициент излучения  $\varepsilon_{\lambda,T}$  и его зависимость от температуры. Итак, рассмотренный оптический бесконтактный метод измерения температуры накаливаемых тел сводится к сравнению их яркостей с яркостью абсолютно черного тела для данной длины волны.

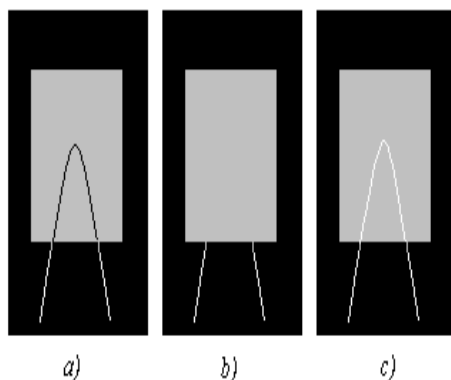


Рис. 10.

Необходимость длительного сохранения постоянства характеристик эталонной лампы пирометра запрещает нагревать ее нить свыше  $1400\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Поэтому при измерении пирометром температур в диапазоне  $1400 - 2000\text{ }^{\circ}\text{C}$  на пути лучей, идущих от исследуемого ис-

точника, помещается ослабляющий светофильтр  $CO$ , изготовленный из специального окрашенного стекла, поглощающий определенную часть излучения источника. Отсчет температуры в этом случае производится по шкале, учитывающей это поглощение.

Оптические пирометры с исчезающей нитью невозможно использовать для измерения температуры тела ниже  $550 \dots 600 \text{ }^\circ\text{C}$ , так как при таких температурах излучение нагретого тела уже с трудом воспринимается человеческим глазом и его свечению еще нельзя приписать ясно выраженной цветовой окраски.

### **Контрольные вопросы**

1. Что называется энергетической светимостью тела?
2. Что называется спектральной плотностью энергетической светимости тела?
3. Какое тело называется абсолютно черным телом, серым телом, зеркальным телом?
4. Сформулируйте основные законы теплового излучения абсолютно черного тела (законы: Кирхгофа, Стефана-Больцмана, Вина, Планка).
5. Чем отличается излучение реальных тел от излучения абсолютно черного тела?
6. Дайте определение условных температур (радиационной, яркостной, цветовой) и выведите формулы для их расчета.
7. В чем заключается принцип измерения температуры при помощи оптического пирометра?
8. Выведите рабочую формулу.

### **Литература**

1. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1979. – Т3., ч.1, гл. 1. – С.9 – 31.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. – М.: Высш. школа, 1989. – ч.5, гл. 35. – С. 400 – 409.
3. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. школа, 1990. ч.5, гл. 26, – С. 317 – 323.
4. Д.В. Сивухин "Общий курс физики", т. 4, гл. 10, §§112 - 118, с. 675 – 704, 1980 г.

5. Севастьяненко В.Г., Трухан Е.П., Русакевич Д.А., Яцкевич Г.М., Бабеня Л.А., Русак А.А., Колесникова М.Т., Валиева Н.Б. Методическое пособие к выполнению лабораторных работ по теме "Характеристики теплового излучения и методы их определения". – Мн., БГПА, 1994. – 51 с.

## Содержание

Введение.....	3
1. РАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПОЛОСТИ.....	4
2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	5
3. ЗАКОН КИРХГОФА.....	8
4. ИЗЛУЧЕНИЕ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА.....	9
5. ЗАКОН СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА. ЗАКОНЫ ВИНА.....	12
6. РАВНОВЕСНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ. ФОРМУЛА РЭЛЕЯ-ДЖИНСА.....	14
7. ГИПОТЕЗА И ФОРМУЛА ПЛАНКА.....	17
8. ПРИНЦИПЫ ПИРОМЕТРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ. УСЛОВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ.....	20
9. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ТЕПЛОВИДЕНИЯ ([5]).....	27
Лабораторная работа.....	30
Контрольные вопросы.....	37
Литература.....	38

Учебное издание

Кудин Вольдемар Игнатьевич  
РЖЕВСКИЙ Мечислав Брониславович  
РУСАК Анатолий Александрович  
МАРХВИДА Игорь Владимирович

## ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Методическое пособие  
по физике  
для студентов дневной и заочной формы обучения

Редактор А.М. Кондратович. Корректор М.П. Антонова  
Компьютерная верстка А.Г. Гармазы

---

Подписано в печать 2004.

Формат 60x84 1/16. Бумага типографская № 2.

Печать офсетная. Гарнитура Таймс.

Усл. печ. л. ,. Уч.-изд. л. ,. Тираж.200. Заказ.138.

---

Издатель и полиграфическое исполнение:

Белорусский национальный технический университет.

Лицензия № 02330/0056957 от 01.04.2004.

220013, Минск, проспект Ф.Скорины, 65.