

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО  
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ордена ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени АКАДЕМИКА С. П. КОРОЛЕВА

3-17

## ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Утверждено  
редакционно-издательским  
советом института  
в качестве методических указаний  
к лабораторной работе № 3-17  
для студентов дневного  
и вечернего отделений

Составители: Л. П. Муркин, Н. В. Орлова,  
З. А. Куликова

УДК 530 (075.8)

Тепловое излучение: Метод. указания /Сост.  
Л. П. Муркин, Н. В. Орлова, З. А. Куликова:  
в а: Куйб. авиац. ин-т. Куйбышев. 1989. 16 с.

В методических указаниях даны краткая теория по тепловому излучению; описание метода измерения; сведения об установке, порядке проведения работы и обработке результатов; контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

Лабораторная работа предназначена для студентов дневного и вечернего отделений всех факультетов.

ВОЗВРАТИТЕ КНИГУ НЕ ПОЗЖЕ

обозначенного здесь срока

14.5				
24.02.10	Нордик	Зи		

Цель работы: Экспериментальная проверка закона Стефана-Больцмана и определение постоянной Стефана-Больцмана.

Приборы и принадлежности: исследуемая лампа, установленная в кожухе на блоке питания; лабораторный автотрансформатор (ЛАТР); трансформатор тока; вольтметр; миллиамперметр; оптический пирометр ОППИР-09, закрепленный на подставке.

### ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО СВОЙСТВА

Опыт показывает, что в любом теле существует некоторое распределение молекул по энергиям, т. е.ряду с молекулами, находящимися на основном энергетическом уровне с наименьшей энергией, существуют возбужденные молекулы. Такое распределение является динамическим, т. е. за весьма короткое время  $\tau$  молекулы переходят на более высокие или на более низкие энергетические уровни в зависимости от того, получают они или отдают энергию в данный момент времени, что, в свою очередь, зависит от физических процессов, протекающих в теле.

Элементарные процессы, приводящие к возбуждению молекулы и последующему переходу в состояние с меньшей энергией, могут быть весьма разнообразными. Пусть, например, возбуждение молекул происходит за счет энергии хаотического теплового движения этих молекул (т. е. за счет внутренней энергии тела). Для обратного перехода молекул возможны два пути: а) возбужденная молекула сталкивается с невозбужденной и передает ей свою энергию; такой переход называется безизлучательным; б) возбужденная молекула теряет энергию, испуская квант электромагнитного излучения. Такие переходы, просуммированные по всем молекулам тела, дают интегральное электромагнитное излучение тела, которое называется тепловым излучением.

Возбуждение молекул можно осуществить не только за счет внутренней энергии, но и за счет других видов энергии, например,

химической, электрической, лучистой. Соответствующее излучение тела называется люминесценцией.

В данной работе изучаются некоторые закономерности теплового излучения, которое является наиболее распространенным видом электромагнитного излучения, поскольку оно присуще всем телам с отличной от нуля температурой. Исходя из определения теплового излучения можно установить следующие феноменологические закономерности:

1. Энергия теплового излучения с единицы поверхности тела возрастает при увеличении температуры тела. Более того, для данного тела она однозначно определяется его температурой.

2. Следствием приведенного положения является вывод о том что тепловое излучение может находиться в равновесии с излучающими телами. Так, если поместить нагретое тело в оболочку, которая непроницаема для излучения и полностью его отражает, то полость оболочки будет заполнена равновесным тепловым излучением. Равновесие означает, что состояние системы, температура излучающего тела, объемная плотность энергии теплового излучения не меняются с течением времени. Если же поместить в такую оболочку люминесцирующее тело, люминесценция которого определяется, например, химическими реакциями, то излучение в полости не будет равновесным. Энергия излучения будет непрерывно увеличиваться, пока не закончатся химические реакции. После этого основным видом излучения будет тепловое излучение и описанная система перейдет в состояние равновесия.

3. Энергия теплового излучения зависит от величин, характеризующих оптические свойства вещества, таких как показатель преломления, коэффициенты отражения, рассеяния, пропускания, поглощения.

4. Длины электромагнитных волн, из которых складывается тепловое излучение любого тела, могут иметь любые значения от нуля и, в принципе, до бесконечности. Однако энергия, приходящаяся на каждую из этих волн, оказывается разной: она зависит от длины волны и температуры тела. Такая зависимость показывает так называемое спектральное распределение энергии теплового излучения.

Замечание: известно, что длина волны связана с частотой соотношением  $\lambda = 2\pi c/\omega$ . Поэтому сказанное в п. 4 можно полностью повторить, заменив слово «длина» на «частота».

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ИЗЛУЧАЮЩИХ ТЕЛ

1. Поток излучения  $\Phi_e$  — отношение энергии излучения, проходящей в данном направлении, к промежутку времени, в течение

него которого эта энергия проходила. Единица потока излучения Вт.

2. Энергетическая яркость (или лучеиспускающая способность) тела  $R_e$ , численно равна потоку излучения с единицы площади поверхности излучающего тела по всем направлениям, т. е. в пределах телесного угла  $2\pi$ . Единица энергетической светимости Вт/м<sup>2</sup>.

3. Спектральная плотность энергетической светимости характеризует распределение энергии в спектре излучения тела. Поскольку независимой переменной для спектра излучения является либо длина волны, либо частота, то соответственно различают: спектральную плотность энергетической светимости по длине волны  $r(\lambda, T)$  и спектральную плотность энергетической светимости по частоте  $r(\omega, T)$ . Величина  $r(\lambda, T)$  численно равна энергетической светимости тела  $dR_e$  в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , отнесенной к значению этого интервала:

$$r(\lambda, T) = dR_e/d\lambda. \quad (1)$$

Индекс  $\lambda, T$  при  $r$  означает, что спектральная плотность энергетической светимости зависит от длины волны и температуры (см. п. 4 предыдущего раздела).

Аналогично можно дать определение величины  $r(\omega, T)$ :

$$r(\omega, T) = dR_e/d\omega. \quad (2)$$

Обычно не указывается — по длине волны или по частоте дается распределение энергии, так как это ясно из математического определения.

Из формул (1) и (2) следует

$$R_e = \int_0^\infty r(\omega, T) d\omega = \int_0^\infty r(\lambda, T) d\lambda.$$

4. Энергетическая яркость. Пусть с элементарной площади  $dS$  источника излучения испускается поток излучения  $d\Phi_e$  в пределах малого телесного угла  $d\Omega$ , который, в свою очередь, опре-

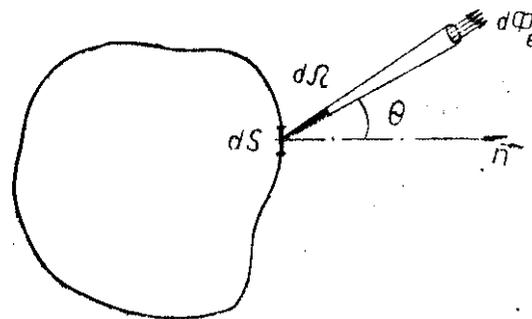


Рис. 1

деляется углом между направлением нормали к площадке  $dS$  и направлением излучения (рис. 1). Тогда энергетическая яркость источника излучения  $B_s$  определяется формулой

$$B_s = \frac{d\Phi_s}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos \theta} \quad (3)$$

Единица энергетической яркости — Вт/(м<sup>2</sup>·стерадиан).

Введенная характеристика определяет распределение потока излучения как по поверхности тела, так и в пространстве. Во многих практически важных случаях энергетическая яркость тела почти не зависит от угла  $\theta$ . Это явление, установленное экспериментально, называется законом Ламберта, а источники излучения называются ламбертовскими. Примером такого источника является тело с диффузно отражающей поверхностью. Напротив, источник излучения с зеркальной поверхностью не подчиняется закону Ламберта. Для ламбертовских источников справедливо соотношение (приводится без вывода)

$$R_s = \pi B_s \quad (4)$$

Учет распределения энергии по спектру требует введения величины «спектральная плотность энергетической яркости»  $b(\omega, T)$  или  $b(\lambda, T)$ . Такое введение и соответствующее определение величин  $b(\omega, T)$  и  $b(\lambda, T)$  производится так же, как и для величин  $r(\omega, T)$  и  $r(\lambda, T)$ , т. е.

$$b(\omega, T) = d B_s / d \omega; \quad b(\lambda, T) = d B_s / d \lambda \quad (5)$$

На основании формулы (4) можно сделать вывод, что для ламбертовских источников излучения величины  $r(\omega, T)$  и  $b(\omega, T)$  (соответственно  $r(\lambda, T)$  и  $b(\lambda, T)$ ) будут пропорциональны друг другу.

5. Лучепоглощательная способность тела (коэффициент поглощения). Пусть на тело падает поток излучения  $\Phi_{\text{пад}}$ . Часть этого потока, обозначаемая  $\Phi_{\text{погл}}$ , поглощается телом. Величина  $a$ , определяемая формулой

$$a(\omega, T) = \Phi_{\text{погл}} / \Phi_{\text{пад}} \quad (6)$$

называется лучепоглощательной способностью тела. Индекс « $\omega, T$ » означает, что лучепоглощательная способность зависит от частоты излучения и температуры. Поэтому при определении  $a(\omega, T)$  по формуле (6) необходимо применять поток излучения  $\Phi_{\text{пад}}$  в узком частотном интервале  $d\omega$  вблизи  $\omega$  и регистрировать  $\Phi_{\text{погл}}$  в этом же частотном интервале.

На основе введенной величины  $a(\omega, T)$  можно выделить важный в теории теплового излучения класс тел, для которых  $a(\omega, T) = 1$ . Такие тела, поглощающие все падающее на них излучение, называются абсолютно черными. Абсолютно черных тел в природе не существует. Одной из моделей абсолютно черного тела является

маленькое отверстие в стенке полости, сделанной из любого материала (рис. 2). Луч света, падающий внутрь полости через отверстие, будет многократно отражаться от стенок полости. При каждом отражении часть энергии луча поглощается. Поэтому интенсивность выходящего обратно луча будет практически равна нулю, т. е. все излучение полностью поглощается отверстием. Значит, оно является абсолютно черным телом. Наоборот, если нагреть стенки полости до некоторой температуры, то они начнут испускать электромагнитные волны. Это излучение будет распространяться внутри полости, частично отражаясь от стенок, частично поглощаясь. Внутри полости установится равновесие между испусканием и поглощением, и она заполнится электромагнитными волнами разной длины волны, интенсивности и направления. Выходя через малое отверстие, это излучение будет подобно излучению абсолютно черного тела. Это отверстие будет ярче светиться на фоне излучения самих стенок.

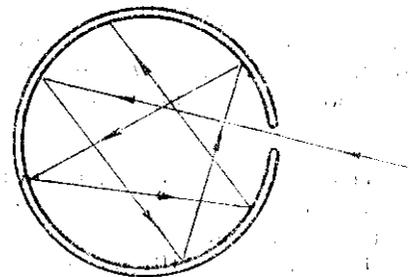


Рис. 2

## ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1. В 1859 году Кирхгофом был сформулирован первый количественный закон теплового излучения, который называется законом Кирхгофа: отношение спектральной плотности энергетической светимости  $r(\omega, T)$  к лучепоглощательной способности  $a(\omega, T)$  для одной и той же частоты и температуры одинаково для любых тел и не зависит от их природы. Это отношение является универсальной функцией температуры и частоты излучения, которая называется функцией Кирхгофа:

$$r(\omega, T) / a(\omega, T) = f(\omega, T) \quad (7)$$

Так как для абсолютно черного тела  $a(\omega, T) = 1$ , то универсальная функция Кирхгофа равна спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела  $r_0(\omega, T)$ :

$$f(\omega, T) = r_0(\omega, T) \quad (8)$$

Для нечерных тел, у которых  $a(\omega, T) < 1$ , спектральная плотность энергетической светимости меньше, чем у абсолютно черного тела, при одинаковых температурах. Из закона Кирхгофа ее можно определить по формуле

$$r(\omega, T) = a(\omega, T) \cdot r_0(\omega, T) \quad (9)$$

2. Исходя из термодинамических соображений Больцман в 1884 году теоретически показал, что энергетическая светимость абсолютно черного тела  $R_s$  пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры  $T$ , т. е.

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

Несколько раньше это соотношение было получено из опыта Стефаном и поэтому равенство (10) получило название закона Стефана-Больцмана.

В уравнении (10)  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$  — постоянная Стефана-Больцмана. Закон Стефана-Больцмана устанавливает зависимость интегральной лучеиспускательной способности абсолютно черного тела от его температуры.

3. Определение вида функции Кирхгофа стало одной из основных задач теории теплового излучения.

Экспериментальные исследования распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела по частоте привели к результатам, показанным на рис. 3.

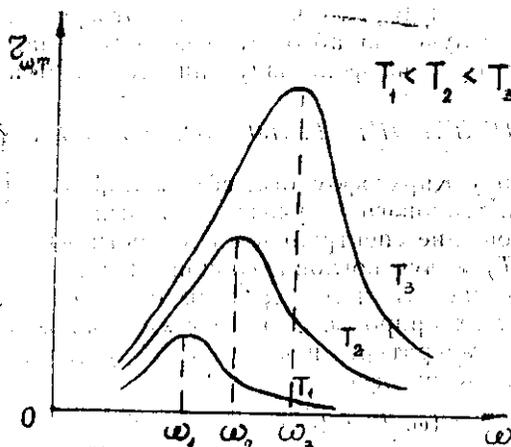


Рис. 3

В 1893 году Вин теоретически сформулировал закон излучения абсолютно черного тела, дающий указание на характер распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела: частота  $\omega_m$ , при которой спектральная плотность энергетической светимости максимальна, пропорциональна температуре абсолютно черного тела (закон смещения Вина):

$$\omega_m = b_1 T, \quad (11)$$

где  $b_1 = 6,5 \cdot 10^{11} \text{ К}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$

$$\text{или } \lambda_m = b/T$$

где  $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ .

4. Классическая физика не смогла объяснить законы теплового излучения.

В 1900 году М. Планку удалось теоретически найти вид функции Кирхгофа, полностью удовлетворяющий опыту.

Впервые Планк высказал гипотезу: излучение происходит квантами (порциями), причем энергия каждого кванта пропорциональна частоте излучения:

$$E = h \omega / 2\pi, \quad (12)$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$  — постоянная Планка.

Основываясь на этой гипотезе, Планк получил для спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела следующую формулу:

$$r_0(\omega, T) = \frac{h \omega^3}{8 \pi^3 c^2} \cdot \frac{1}{\exp(h \omega / 2 \pi k T) - 1}, \quad (13)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$  — постоянная Больцмана,  $c$  — скорость света в вакууме.

Формула Планка (13) очень точно согласуется с экспериментальными данными, полученными путем измерения распределения энергии в спектре абсолютно черного тела. Можно также показать, что с использованием формулы Планка легко выводятся математические выражения закона Стефана-Больцмана (10) и закона Вина (11).

## МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПИРОМЕТРИИ

Оптическая пирометрия — наука, изучающая методы измерения температуры нагретых тел посредством регистрации и анализа их теплового излучения. Достоинством этих методов является отсутствие непосредственного контакта приборов, предназначенных для измерения температуры, с нагретым телом. Благодаря этому, оказывается возможным проводить измерения практически любых температур. Кроме того, исследуемые объекты могут находиться достаточно далеко от прибора. Процесс измерения температуры не вызывает искажений температурного поля исследуемых тел.

Известны многочисленные методы оптической пирометрии, из которых на практике широкое распространение получил так называемый «яркостный метод». Сущность этого метода можно уяснить, рассмотрев принцип действия оптического пирометра, т. е. прибора для измерения температуры, схема которого приведена на рис. 4.

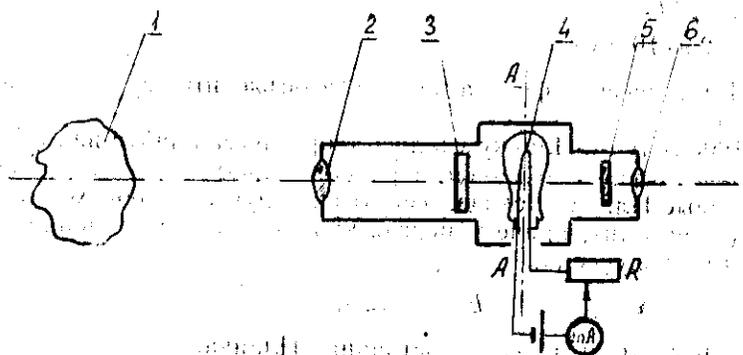


Рис. 4

Объектив пирометра 2 создает изображение исследуемого тела 1 в плоскости прибора AA. В этой же плоскости установлена специальная фотометрическая лампочка, имеющая дугообразную нить накаливания 4. (На рис. 4 фотометрическая лампочка условно повернута на 90° относительно оси AA). С помощью окуляра 6 наблюдается изображение нити лампочки на фоне изображения тела. Наблюдение ведется через светофильтр 5, который выделяет узкую спектральную область вблизи какой-либо определенной длины волны  $\lambda$ . Обычно выбирается  $\lambda = 0,65 \text{ мкм}$  ( $\omega = 2,9 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ ). Светофильтр 3 предназначен для ослабления потока излучения от исследуемого объекта 1, что позволяет расширить диапазон измерения температуры. Если изменять накал лампочки с помощью реостата R, то можно достигнуть такого положения, при котором яркость нити лампочки станет равной яркости изображения объекта. Визуально это выглядит так, как будто бы нить «исчезла» на фоне изображения тела.

Чтобы описанное устройство служило прибором для измерения температуры, необходимо провести его градуировку по эталонному объекту, в качестве которого обычно выбирается абсолютно черное тело (АЧТ). Температуру АЧТ можно изменять, а численное значение температуры — определять каким-либо известным методом, например, с помощью термометра. Сама процедура градуировки производится следующим образом: устанавливается диапазон градуировки и выбираются промежуточные температурные точки; затем температура АЧТ повышается до начальной температурной точки диапазона (например, 800°C); пирометр наводится на АЧТ; устанавливается ток, при котором нить «исчезает» на фоне АЧТ, при этом стрелка токового прибора пирометра устанавливается на некоторой отметке, около которой записывается значение температуры АЧТ. После этого температуру АЧТ повышают до ближайшей выбранной температурной точки, повторяют описанную

процедуру и т. д., пока пирометр не будет проградуирован на всю шкалу.

Процесс измерения температуры исследуемого объекта с помощью проградуированного пирометра производится следующим образом: пирометр наводится на исследуемый объект так, как указано выше, регулировкой тока в цепи фотометрической лампы добиваются «исчезновения» нити на фоне объекта и по шкале пирометра определяют значение температуры  $T_x$ . Эта температура называется яркостной, так как в момент «исчезновения» нити яркость объекта равна яркости АЧТ с температурой  $T_x$ . Очевидно, что если исследуемый объект — АЧТ, то его истинная температура будет равна яркостной. Если же исследуемый объект — не АЧТ, то его истинную температуру можно получить расчетом. Действительно, как показано выше, в момент «исчезновения» нити яркость исследуемого объекта равна яркости АЧТ с температурой  $T_x$ . Следовательно, справедливо следующее соотношение:

$$b(\omega, T)_{\text{объекта}} = b(\omega, T_x)_{\text{АЧТ}} \quad (14)$$

В дальнейшем будем предполагать, что исследуемый объект достаточно хорошо подчиняется закону Ламберта. Поскольку яркость для ламбертовского источника пропорциональна спектральной плотности энергетической светимости, то соотношение (14) можно записать так:

$$r(\omega, T)_{\text{объекта}} = r(\omega, T_x)_{\text{АЧТ}} \quad (15)$$

Для дальнейших преобразований воспользуемся формулами закона Кирхгофа (9) и закона Планка (13), подстановка которых в формулу (15) дает:

$$a(\omega, T) \cdot \frac{h\omega^3}{8\pi^3 c^2} \cdot \frac{1}{\exp(h\omega/2\pi kT) - 1} = \frac{h\omega^3}{8\pi^3 c^2} \cdot \frac{1}{\exp(h\omega/2\pi kT_x) - 1} \quad (16)$$

Оценка отдельных членов в записанном выражении доказывает, что при выбранной частоте измерения  $\omega = 2,9 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$  и для ожидаемых температур  $T < 4000 \text{ К}$  можно пренебречь единицей в знаменателе по сравнению с  $\exp(h\omega/2\pi kT)$ , после чего выражение (16) преобразуется к виду

$$a(\omega, T) \cdot \exp(-h\omega/2\pi kT) = \exp(-h\omega/2\pi kT_x) \quad (17)$$

После потенцирования и преобразований можно решить уравнение (17) относительно T:

$$T = \frac{1}{(1/T_x) + [\ln a(\omega, T)] \cdot k \cdot 2\pi/h\omega} \quad (18)$$

Из полученной формулы следует, что для любого нечерного тела ( $a(\omega, T) < 1$ )  $T > T_x$ .

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема установки приведена на рис. 5. Исследуемым объектом является нить кинолампы 1, навитая в виде прямоугольника. Лампа расположена внутри защитного кожуха с окном для выхода излучения от лампы. Питание лампы производится от понижающего

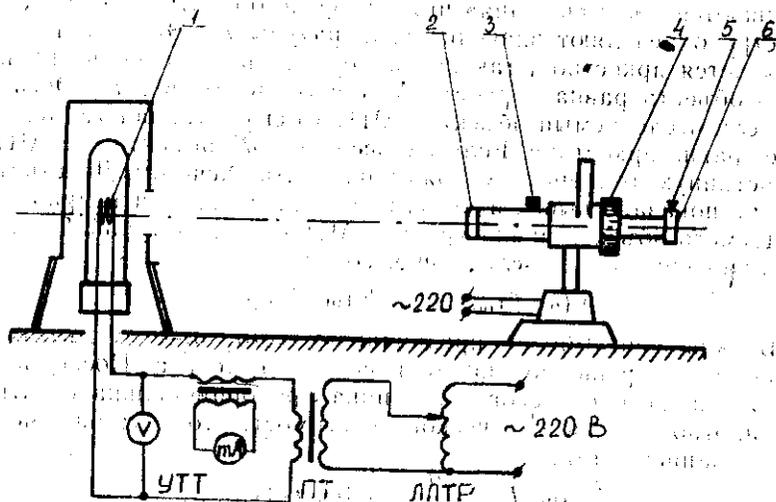


Рис. 5

щего трансформатора ПТ, который подключается к сети 220 В через лабораторный автотрансформатор (ЛАТР), позволяющий регулировать накал лампы. Напряжение на лампе определяется с помощью вольтметра  $V$ , а ток накала — с помощью миллиамперметра  $mA$ , включенного во вторичную обмотку измерительного трансформатора тока УТТ. Действительный ток  $I$ , текущий через нить лампы, определяется по формуле

$$I = I_{пр} \cdot k,$$

где  $I_{пр}$  — ток, определяемый по прибору,  $k$  — коэффициент трансформации (указан на панели установки).

Температура нити лампы может быть измерена с помощью оптического пирометра ОППИР-09, установленного на специальной подставке, которая позволяет регулировать положение оси пирометра относительно нити исследуемой лампы. Объектив пирометра и окуляр 6 могут перемещаться от руки в продольном направлении; накатанный край слегка выступающего диска 5 позволяет ввести в поле зрения красный светофильтр ( $\lambda = 0,65 \mu m$ ). Движок рео-

стата  $R$  (см. рис. 4) перемещается с помощью накатанного кольца 4, причем при повороте против часовой стрелки накал фотометрической лампы пирометра уменьшается, а при повороте этого кольца по часовой стрелке — увеличивается. Показывающий прибор пирометра расположен над кольцом 4. Шкала прибора проградуирована в градусах Цельсия.

Внутри подставки под пирометром находится блок питания фотометрической лампы, включаемый в сеть 220 В с помощью вилки.

Пусть при напряжении  $U$  через исследуемую лампу течет ток  $I$ . Опыт показывает, что, когда лампа находится в тепловом равновесии с окружающими телами (защитный кожух, патрон, подставка и т. д.), практически вся подводимая мощность  $IU$  отводится за счет теплового излучения с поверхности нити. Таким образом, уравнение баланса энергии для исследуемого объекта (кинолампы) можно записать в следующем виде:

$$R_0 S = UIq, \quad (20)$$

где  $S$  — площадь излучающей поверхности нити лампы,  $R_0$  — энергетическая светимость поверхности нити,  $q$  — коэффициент, показывающий, какая часть подводимой электрической энергии преобразуется в энергию теплового излучения. Этот коэффициент определяется опытным путем, и его численное значение приведено в таблице на панели установки.

С помощью формулы закона Стефана-Больцмана (10) полученное выше уравнение баланса энергии (20) преобразуется к виду:

$$a(\omega, T) \sigma T^4 S = UIq,$$

откуда находится искомая в данной лабораторной работе величина

$$\sigma = \frac{UIq}{T^4 S a(\omega T)}. \quad (21)$$

Таким образом, определив из эксперимента величины  $U$ ,  $I$ ,  $T$ , можно рассчитать значение  $\sigma$ . С точки зрения метрологии более правильным методом обработки результатов эксперимента является построение графика  $T^4 = f(UI)$  (рис. 6). Очевидно, что если выполняется закон Стефана-Больцмана, то этот график должен представлять собой прямую. Таким образом, по виду графика можно судить о соблюдении закона Стефана-Больцмана.

Постоянная  $\sigma$ , как это следует из выражения (21) и графика  $T^4 = f(UI)$ , может быть найдена по формуле

$$\sigma = \frac{\Delta y}{\Delta x} \cdot \frac{q}{S a(\omega T)}$$

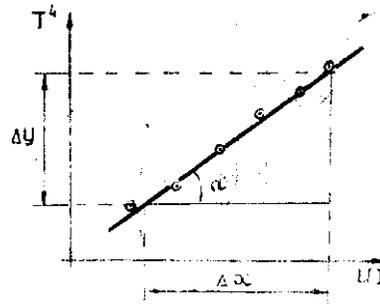


Рис. 6

$$\sigma = \frac{\Delta x}{\Delta y} \cdot \frac{q}{S \cdot \omega(T)} \quad (22)$$

где  $\Delta x$  и  $\Delta y$  — соответствующие отрезки на осях  $(UI)$  и  $T^4$ , взятые с учетом масштаба (рис. 6).

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с установкой и размещением приборов на лабораторном столе. Понижающий трансформатор ПТ вместе с установленной на нем кинолампой, закрытой кожухом, а также трансформатор тока УТТ прикреплены к столу. Остальные приборы необходимо разместить на столе так, чтобы можно было удобно наблюдать шкалы приборов.

Проверить правильность сборки электрической схемы цепи питания киноламп. Установить ручку ЛАТРа в начальное положение, повернув ее против часовой стрелки до упора.

Накатанное кольцо реостата пирометра также повернуть против часовой стрелки до упора.

2. Включить в сеть 220 В ЛАТРа и блок питания пирометра.

3. Произвести правильную установку пирометра относительно исследуемой лампы. Эту операцию следует выполнить в следующем порядке:

а) повернуть кольцо реостата пирометра вправо так, чтобы стрелка пирометра установилась примерно на отметке  $1000^\circ\text{C}$ . Ввести красный светофильтр. Наблюдая за нитью фотометрической лампы пирометра через окуляр, добиться ее резкого изображения путем перемещения окуляра в направлении оси пирометра. При всех дальнейших операциях окулярную трубку не следует трогать;

б) ручкой ЛАТРа установить такой ток накала исследуемой лампы, чтобы нить заметно светилась. Перемещая пирометр на подставке, добиться попадания изображения нити исследуемой лампы в поле зрения пирометра;

в) сфокусировать изображение нити исследуемой лампы на изображение дугообразной нити лампы пирометра путем перемещения объектива пирометра в направлении оси пирометра. При правильно выполненном п. 3 в конечном итоге наблюдатель должен видеть такое изображение как объекта, так и нити лампы пирометра в одной и той же плоскости. На рис. 7 показано относительное расположение изображения нити киноламп  $1$  и нити лампы пирометра  $2$ .

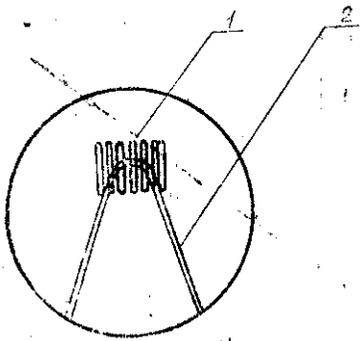


Рис. 7

4. Измерить яркостную температуру нити киноламп  $t_n$  при первоначально установленном токе  $I$  и напряжении  $U$ . Отсчет температуры следует производить по верхней шкале пирометра. Результаты измерений записать в таблицу.

5. Слегка довысить накал нити киноламп с помощью ЛАТРа, измерить ее новую температуру, а также ток и напряжение, результаты записать в таблицу и т. д. пока не будет получено 6...8 значений температуры в пределах  $900 \dots 1400^\circ\text{C}$  с соответствующими значениями тока и напряжений.

6. Завершив получение экспериментальных данных, необходимо повернуть ручки ЛАТРа и реостата пирометра против часовой стрелки до упора и отключить установку от сети 220 В.

Результаты экспериментов				Результаты расчета						
$U$ , В	$I$ , mA	$I$ , А	$t_n$ , $^\circ\text{C}$	$T_n$ , К	$\frac{1}{T_n}$	$\frac{1}{T_n} - 0,38 \cdot 10^{-4}$	$T^4$ , К	$T^4$ , К <sup>4</sup>	$U \cdot I$ , Вт	$\frac{\sigma}{\text{Вт м}^2 \text{К}^4}$

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

1. Перевести значения  $t_n$  в абсолютную термодинамическую шкалу температур:

$$T_n = t_n + 273.$$

2. Рассчитать истинную температуру нити накала исследуемой лампы по формуле (18). Эта формула с учетом данных установки и численных значений входящих в нее констант может быть записана в виде:

$$T = \frac{I}{1/T_n - 0,38 \cdot 10^{-4}}$$

3. Найти  $T^4$ . Данные расчета записать в таблицу.

4. Рассчитать  $UI$  и записать в таблицу.

5. Построить график  $T^4 = f(UI)$ . Сделать вывод о соблюдении закона Стефана-Больцмана в исследуемой установке.

6. Выбрать на осях координат отрезки  $\Delta x$  и  $\Delta y$  (см. рис. 6) и вычислить постоянную Стефана-Больцмана по формуле (22).



Рис. 8

7. Оценить погрешность определения  $\sigma$ . Для этого следует предварительно построить две прямые, ограничивающие поле экспериментальных точек сверху 1 и снизу 2 (рис. 8), а затем вычислить по этим прямым  $\sigma_{\min}$  и  $\sigma_{\max}$ .

Результат измерения  $\sigma$  представить в виде

$$\sigma = \bar{\sigma} \pm \Delta \sigma,$$

где  $\bar{\sigma}$  — значение  $\sigma$ , вычисленное в п. 6 по формуле (22);

$\Delta \sigma$  — величина, определяемая границами найденного интервала изменения  $\sigma$ :

$$\Delta \sigma = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2}.$$

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какое излучение называется тепловым?
2. Каковы основные свойства теплового излучения?
3. Дайте определение основным энергетическим характеристикам теплового излучения и излучающих тел.
4. Дайте определение абсолютно черного тела и опишите его модель.
5. Сформулируйте закон Кирхгофа.
6. Сформулируйте законы излучения абсолютно черного тела.
7. Как влияет температура тела на его цвет?
8. Что называется яркостной температурой?
9. Опишите яркостный метод определения температуры.
10. Выведите формулу, связывающую яркостную и истинную температуры тела.
11. Решите качественную задачу: пусть яркостные температуры стеклянной пластинки и куска графита одинаковы. Будут ли одинаковы истинные температуры; если «нет», то температура какого тела больше?
12. Выведите расчетную формулу для определения постоянной Стефана-Больцмана.

13. Опишите метод определения погрешности  $\sigma$  в данной работе.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 2. М.: Наука, 1982.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976, § 194—202.
3. Зисман Г. А. Годес О. М. Курс общей физики. Т. 3. М.: Наука, 1965. § 30—34.

*Муркин Леонид Павлович,  
Орлова Наталья Викторовна,  
Куликова Зинаида Ахатовна*

**ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ**

Редактор Т. К. Кретикина  
Техн. редактор Н. М. Каленюк  
Корректор Н. С. Куприянова

Сдано в набор 20.04.89 г. Подписано в печать 9.06.89 г.  
Формат 60×84 1/16. Бумага оберточная белая.  
Гарнитура литературная. Печать высокая.  
Усл. п. л. 0,9. Уч.-изд. л. 1,0. Т. 2000 экз.  
Заказ 392. Бесплатно.  
Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени  
авиационный институт имени академика С. П. Королёва,  
443001 Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151.

---

Тип. ЭОЗ Куйбышевского авиационного института,  
443001 Куйбышев, ул. Ульяновская, 18.