ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 12

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: экспериментально изучить законы теплового излучения, определить постоянную Стефана-Больцмана и постоянную Планка, качественно проверить закон смещения Вина.

1. Тепловое излучение и его основные характеристики

Тепловым, или *температурным,* излучением называют излучение атомов и молекул, возбуждаемых их тепловым движением. В отличие от других видов излучения (например, люминесценции) тепловое излучение может быть *равновесным*, т.е. оно может находиться в термодинамическом равновесии с излучающими телами. Поэтому законы теплового излучения представляют собой связующее звено между термодинамикой и оптикой. Попытки описать свойства теплового излучения на основе законов классической термодинамики оказались безуспешными. Именно решение проблемы теплового излучения послужило толчком к созданию одной из выдающихся физических теорий — квантовой теории.

Для того, чтобы выявить наиболее общие свойства теплового излучения, рассмотрим несколько тел, нагретых до различной температуры и помещенных в замкнутую полость, стенки которой полностью поглощают падающее на них излучение. Очевидно, что такая система через некоторое время придет в состояние теплового равновесия, т.е. все тела будут иметь одинаковую температуру. Примечательно, что равновесие наступит и в случае, когда внутри полости будет абсолютный вакуум. В последнем случае тела будут обмениваться энергией только путем излучения. Количество энергии, излучаемое телами в каждый промежуток времени, будет равно количеству энергии, ими поглощаемой. Таким образом, в полости объемная плотность энергии будет иметь вполне определенную величину, которая будет отвечать некоторой температуре. Излучение, которое находится в термодинамическом равновесии с телами, называется *равновесным*, или *черным*.

Плотность энергии равновесного излучения и его спектральный состав не зависят от размеров полости и от свойств находящихся в ней тел. Свойства такого излучения зависят только от температуры. Это позволяет говорить о температуре самого излучения, считая ее равной температуре тел, с которыми оно находится в тепловом равновесии. Тепловое излучение *однородно*, *изотропно* и *неполяризовано*, т.е. в каждой точке полости имеет одинаковую плотность и спектральный состав, все направления распространения и все направления колебания вектора напряженности электрического и магнитного полей представлены с равной вероятностью.

Для экспериментального изучения свойств теплового излучения обычно рассматривают небольшое отверстие в стенках полости. Излучение, которое будет выходить наружу, имеет тот же спектральный состав, что и излучение внутри полости. От равновесного оно отличается лишь тем, что распространяется внутри некоторого телесного угла, т.е. не является изотропным.

Тепловое излучение внутри полости удобно характеризовать *объемной плотностью* энергии, т.е. величиной энергии W , приходящейся на единицу объема полости:

$$w_T = \frac{W_T}{V}\ , \qquad (1)$$

где индекс T подчеркивает зависимость величин W и w от температуры. Опыт показывает, что с изменением температуры количество энергии, излучаемой телами в некотором спектральном диапазоне от ν до $\nu + d\nu$, также изменяется. Для характеристики распределения энергии по частотам (или длинам волн) вводят спектральную плотность величины w:

$$w_{\nu,T} = \frac{dw_T}{d\nu}\ . \qquad (2)$$

Очевидно, что

$$w_T = \int_0^\infty w_{\nu,T}\, d\nu\ . \qquad (3)$$

Первый закон Кирхгофа. Для равновесного излучения спектральная плотность излучения $w_{\nu,T}$ (или $w_{\lambda,T}$) представляет собой универсальную функцию частоты (или длины волны) и температуры. Приведенное выше утверждение носит название *первого закона Кирхгофа* для теплового излучения.

Кирхгоф получил свой закон на основе рассмотрения 2-го начала термодинамики. Предположим, однако, что $w_{\nu,T}$ зависит от природы тела, с которым тело находится в равновесии, зависит, например, от особенностей его спектра поглощения или испускания. Возьмем две полости, в которых излучение находится в равновесии с разными телами, имеющими одинаковую температуру. Соединим полости небольшим отверстием так, чтобы они могли обмениваться излучением. Если плотности излучения в них различны, то возникает направленный перенос лучистой энергии. Это приведет к самопроизвольному (без совершения работы) нарушению теплового равновесия между телами и появлению разности температур.

В отличие от излучения, выходящего из узкого отверстия замкнутой полости, излучение с открытой поверхности не является универсальным , т.е. зависит не только от температуры и частоты, но и от свойств поверхности тела. В этой связи для количественной характеристики такого излучения используется понятие лучеиспускательной способности тела $r_{\nu,T}$.

Под *лучеиспускательной способностью* $r_{\nu,\mathrm{T}}$ понимают энергетический поток, испускаемый единицей поверхности тела σ по всем направлениям в единичный интервал частот вблизи заданной частоты ν:

$$r_{\nu,\mathrm{T}} = \frac{d\Phi_e}{S d\nu}. \qquad (4)$$

Полный поток излучения всех частот с единицы поверхности представляет собой *энергетическую* светимость:

$$M_T = \int_0^\infty r_\nu d\nu \ . \qquad (5)$$

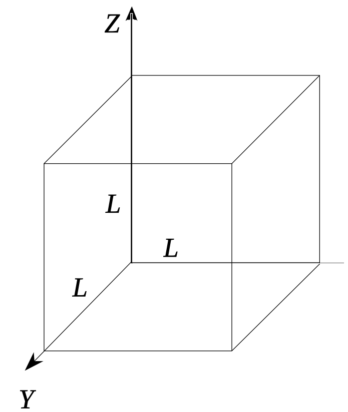
Лучеиспускательная способность и энергетическая светимость зависят от температуры, что обозначают индексом T у соответствующих величин ($r_{\nu,T}$ и M_T).

Если на непрозрачное тело падает поток электромагнитного излучения $d\Phi_\lambda$, относящийся к диапазону частот от ν до $\nu + d\nu$,

то часть этого потока $d\Phi'_\nu$ отразится, а часть $d\Phi''_\nu$ поглотится. Очевидно

$$d\Phi_\nu = d\Phi'_\nu + d\Phi''_\nu \quad \text{и}$$

$$\frac{d\Phi'_\nu}{d\Phi_\nu} + \frac{d\Phi''_\nu}{d\Phi_\nu} = 1. \qquad (6)$$



Величина $\rho_\nu = \dfrac{d\Phi'_\nu}{d\Phi}$ называется *коэффициентом монохроматического отражения* (*лучеотражательной способностью*), а величина a_ν — *коэффициентом поглощения* (*поглощательной способностью*) тела. Величины ρ_ν и a_ν также зависят от температуры тела, что обозначается индексом T у соответствующих величин ($\rho_{\nu,T}$ и $a_{\nu,T}$). На основании (6) имеем

$$\rho_{\nu,T} + a_{\nu,T} = 1.$$

Тело, для которого $\rho_{\nu,T} = 0$ и $a_{\nu,T} = 1$ во всем диапазоне частот, называется *абсолютно черным*. Для всех реальных тел $a_{\nu,\mathrm{T}} < 1$. Тело, для которого лучепоглощательная способность $a_{\nu,T} < 1$ и не зависит от частоты излучения, называется *серым*.

Второй закон Кирхгофа. *В состоянии равновесия поглощаемая участком тела в единицу времени энергия должна* *быть равна энергии, излучаемой тем же участком тела за тот же промежуток времени.* Математически это выражается соотношением

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = \frac{c}{4} w_{\nu,T} \ , \qquad (7)$$

в котором множитель $c/4$ учитывает связь величин $r_{\nu,T}$ и $w_{\nu,T}$ для изотропного излучения. Из (7) следует, что для черного тела

$$r_{\nu,T} = \frac{c}{4} w_{\nu,T} \ .$$

2. Концентрация мод колебаний

Рассмотрим более детально свойства равновесного излучения. Для этого возьмем полость в форме куба с ребром L (рис. 1). В случае равновесия в полости излучение должно быть в виде стоячих волн. Известно, что стоячая волна будет образовываться, если бегущая волна от двух противоположных граней, проходя при этом путь $2L$, возвратится в исходную точку с фазой, отличающейся от исходной на $2n\pi$, где n — целое число. Таким образом, условием образования стоячих волн будет

$$k2L = 2n\pi \ .$$

Это же условие должно выполняться для любого направления, т.е.

$$k_x L = n_x \pi, \quad k_y L = n_y \pi \quad \text{и} \quad k_z L = n_z \pi,$$

где k_x, k_y и k_z — проекция волнового вектора на оси координат X, Y и Z, n_x, n_y и n_z — целые числа. Число волн dN, волновые числа которых заключены в интервале $(k_x, k_x + dk_x)$, $(k_y, k_y + dk_y)$, $(k_z, k_z + dk_z)$, равно числу целых чисел, заключенных в интервале $(n_x, n_x + dn_x)$, $(n_y, n_y + dn_y)$, $(n_z, n_z + dn_z)$, т.е.

$$dN = dn_x dn_y dn_z = \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 dk_x dk_y dk_z \ .$$

Величину $dk_x dk_y dk_z$ можно рассматривать, как некоторый объем в декартовой системе координат, осями которой являются k_x, k_y и k_z.

Переходя к сферической системе координат и учитывая, что числа k_x, k_y, k_z положительны, запишем

$$dN = \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 \left(\frac{1}{8}\right) 4\pi k^2 dk \ .$$

Учитывая, что $k = \dfrac{\omega}{c} = \dfrac{2\pi\nu}{c}$, находим концентрацию стоячих волн:

$$\frac{dN}{L^3} = \frac{4\pi\nu^2}{c^3} d\nu \ .$$

Поскольку электромагнитная волна характеризуется двумя независимыми поляризациями, то полная концентрация будет в 2 раза больше:

$$\frac{dN_{полн}}{L^3} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \ . \qquad (8)$$

Каждая из стоячих волн называется *модой колебаний*, число мод равно числу степеней свободы. Если $\langle\varepsilon\rangle$ — средняя энергия, которая приходится на одну степень свободы, то объемная плотность энергии стоячих волн равна

$$w_{\nu,\mathrm{T}} = \frac{dN_{полн}}{L^3} \langle\varepsilon\rangle = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \langle\varepsilon\rangle \ . \qquad (9)$$

3. Формула Рэлея-Джинса

В соответствии с принципом Максвелла-Больцмана, на каждую степень свободы в классической статистической системе приходится энергия $\frac{1}{2}kT$. У гармонического осциллятора средняя кинетическая энергия равна средней потенциальной, поэтому его средняя энергия равна kT. Рассматривая моды

Рис. 1. К определению числа мод колебаний

колебаний равновесного излучения в полости как совокупность гармонических осцилляторов, получим для средней энергии, приходящейся на одну моду колебаний

$$\langle \varepsilon \rangle = kT .$$

В результате имеем:

$$w_{\nu,\mathrm{T}} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT . \qquad (10)$$

Равенство (10) называется *формулой Рэлея-Джинса*.

Аналогично мы можем записать для излучательной способности абсолютно черного тела

$$r_{\nu,T} = \frac{c}{4} w_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT . \qquad (11)$$

Соотношение (11) дает достаточно хорошее согласие с экспериментом при малых ν. При больших ν вычисляемые по формуле (10) значения $w_{\nu,\mathrm{T}}$ значительно превосходят наблюдаемые на опыте. Кроме того, энергетическая светимость излучения

$$M_T = \int r_{\nu,T} d\nu \to \infty .$$

Таким образом, формула Рэлея-Джинса, которая была получена из классических представлений, неудовлетворительно описывает экспериментальные данные. Кроме того, из формулы (11) следует, что основная часть излучения приходится на коротковолновую часть спектра. Эта ситуация была охарактеризована Эренфестом как «ультрафиолетовая катастрофа».

4. Формула Вина

Вин предположил, что каждая мода является носителем энергии $\varepsilon(\nu)$. Однако не все моды данной частоты возбуждены. Относительное число возбужденных мод $\frac{\Delta N}{N}$ определяется распределением Больцмана:

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-\frac{\varepsilon(\nu)}{kT}}$$

Средняя энергия, приходящаяся на моды с частотой ν, равна

$$\langle \varepsilon \rangle = \varepsilon(\nu) \frac{\Delta N}{N} = \varepsilon(\nu) e^{-\frac{\varepsilon(\nu)}{kT}} .$$

Из общих термодинамических соображений Вин предположил, что энергия моды пропорциональна ее частоте

$$\varepsilon(\nu) = h'\nu ,$$

где h' — некоторая постоянная. Тогда с учетом сказанного получим

$$\langle \varepsilon \rangle = h'\nu e^{-\frac{h\nu}{kT}} .$$

Объемная плотность энергии будет определяться выражением

$$w_{\nu,\mathrm{T}} = \frac{8\pi h'\nu^3}{c^3} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \qquad (12)$$

Полученное соотношение (12) называется *формулой Вина*. Переходя к величине $w_{\lambda,T}$ и, исходя из условия экстремума, имеем

$$\frac{dw_{\lambda,T}}{d\lambda} = 0 .$$

Вин получил значение λ, соответствующее этому условию

$$\lambda_{макс} T = b , \qquad (13)$$

где $b = 0{,}0029$ м·К.

Соотношение (13), связывающее длину волны, на которую приходится максимум излучательной способности абсолютно черного тела $\lambda_{макс}$ и его температуру, называется *законом смещения Вина*. Формула Вина правильно описывает спектральное распределение излучения абсолютно черного тела лишь в коротковолновой части спектра. В длинноволновой части спектра имеет место значительное расхождение с опытными данными.

5. Гипотеза квантов. Формула Планка

Планк предположил, что энергия осциллятора может принимать не любые, а только *дискретные значения* ε_n, отделенные друг от друга конечными интервалами. Переход осциллятора из одного состояния в другое сопровождается поглощением или испусканием конечной порции (кванта) энергии излучения. В таком случае средняя энергия осциллятора $\langle\varepsilon\rangle$ при температуре T уже не будет определяться формулой $\langle\varepsilon\rangle = kT$. Вероятность ρ_n того, что осциллятор будет находиться в состоянии с энергией ε_n в соответствии с формулой Больцмана будет пропорциональна $exp\left[-\varepsilon_n / kT\right]$, но при вычислении средних значений интегралы заменяются суммами:

$$\langle\varepsilon\rangle = \sum \rho_n \varepsilon_n = \left.\sum \varepsilon_n\, exp\left[\frac{-\varepsilon_n}{kT}\right] \middle/ \sum exp\left[\frac{-\varepsilon_n}{n}\right]\right. . \qquad (14)$$

Далее, Планк предположил, что гармонический осциллятор *имеет эквидистантный энергетический спектр*, так, что его энергия ε_n в состоянии с номером n представляет *целое кратное наименьшей порции энергии* ε_0:

$\varepsilon_n = n\varepsilon_0$, где n=0, 1, 2, 3,...

В таком случае стоящая в знаменателе формулы (14) сумма представляет собой убывающую геометрическую прогрессию со знаменателем $exp(-\beta\varepsilon_0)$, $\beta = 1/kT$:

$$S(\beta) = \sum_{n=0}^{\infty} exp(-\beta n\varepsilon_0) = \left[1 - exp(-\beta\varepsilon_0)\right]^{-1} . \qquad (15)$$

Сумма, стоящая в числителе (12), равна производной $dS(\beta)/d\beta$, взятой со знаком «минус»:

$$\sum_{n=0}^{\infty} n\varepsilon_0\, exp(-\beta n\varepsilon_0) = -\frac{d}{d\beta}\sum exp(-\beta n\varepsilon_0) =$$
$$= \left[1 - exp(-\beta\varepsilon_0)\right]^{-2} exp(-\beta\varepsilon_0)\varepsilon_0 . \qquad (16)$$

Подставляя (15) и (16) в (14) имеем:

$$\langle\varepsilon\rangle = \varepsilon_0\left[exp(\beta\varepsilon_0) - 1\right]^{-1} = \frac{\varepsilon_0}{\left[exp\left(\varepsilon_0/kT\right) - 1\right]} . \qquad (17)$$

Если принять, что минимальная энергия ε_0 пропорциональна частоте, т.е. $\varepsilon_0 = h\nu$, где h — некоторая константа (постоянная Планка), то получим окончательно, что

$$\langle\varepsilon\rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} . \qquad (18)$$

Используя классическую формулу (9) для определения концентрации мод колебаний, получим *формулу Планка* для объемной плотности равновесного излучения:

$$w_{\nu,T} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{h\nu/k\mathrm{T}} - 1} . \qquad (19)$$

Для излучательной способности абсолютно черного тела формула Планка имеет вид

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} . \qquad (20)$$

Учитывая, что $\nu = c/\lambda$, и $d\nu = -c\, d\lambda/\lambda^2$, получим формулу Планка для излучательной способности как функции температуры и длины волны

Рис.2 Спектральная зависимость излучательной способности абсолютно черного тела

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}-1}\ . \qquad (21)$$

График функции $r_{\nu,T}$ приведен на рис. 2. Он прекрасно согласуется с опытом для всех частот и температур. Для малых частот и высоких температур, т.е. когда $\frac{h\nu}{kT}<<1$ формула Планка перейдет в формулу Рэлея-Джинса (см. 10, 11). При условии $\frac{h\nu}{kT}>>1$ (при высоких частотах и низких температурах) формула Планка переходит в формулу Вина (12). Между этими двумя предельными случаями лежит обширная область, в которой находится максимум кривой спектрального распределения абсолютно черного тела.

Положение максимума $\lambda_{макс}$ этого распределения зависит от температуры тела: с увеличением температуры он сдвигается в сторону более коротких длин волн, или больших частот. Функциональную связь между $\lambda_{макс}$ и T можно установить, если продифференцировать соотношение (21) и решить соответствующее трансцендентное уравнение:

$$\lambda_{макс}T = 0{,}0029 \text{ м·К}.$$

Полученное выражение полностью соответствует, формуле (13), полученной ранее, и представляет собой закон смещения Вина.

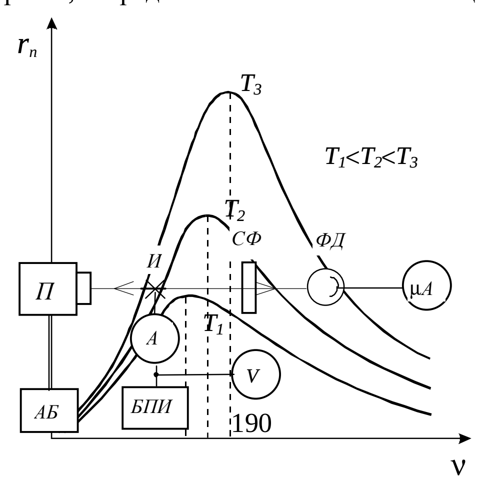


Рис. 3. Блок-схема установки для изучения законов теплового излучения

Исходя из формулы Планка, можно также определить энергетическую светимость абсолютно черного тела:

$$M_T = \int_0^\infty r_{\nu,T}\,d\nu = \frac{2\pi h}{c^3}\int_0^\infty \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT}-1}\,d\nu\ . \qquad (22)$$

В результате интегрирования (22) получим

$$M_T = \frac{2}{15}\frac{\pi^5 k^4}{c^2h^3}T^4 = \sigma T^4, \qquad (23)$$

где $\sigma = \frac{2}{15}\frac{\pi^5k^4}{c^2h^3} = 5{,}67032\cdot10^{-8}$ Вт·м$^{-2}$·К^4. Соотношение (23) называется *формулой Стефана-Больцмана*, σ — *постоянная Стефана-Больцмана*. Для объемной плотности с учетом (11) можно записать

$$w_T = \frac{c}{4}\sigma T^4. \qquad (24)$$

Энергетическая светимость нечерного тела может быть определена из соотношения:

$$M_T = A_T\sigma T^4, \qquad (25)$$

где A_T — *коэффициент полного излучения* данного тела, равный коэффициенту суммарного поглощения (лучепоглощательной способности) и зависящий от природы тела и его температуры, т.е. $A_T = \int_0^\infty a_{\nu,T}\,d\nu$.

Практическая часть

1. Установка для изучения законов теплового излучения

Для выполнения данной лабораторной работы используется установка, схема которой представлена на рис. 3.

Установка состоит из источника света *И*, в качестве которого использована лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Лампа помещена в специальный кожух с отверстием и питается от высокостабилизированного источника питания (БПИ) ТЭС. Для контроля мощности тока, потребляемого лампой, служит вольтметр (*V*) и амперметр на 5 А (*А*).

Свет от источника через окно кожуха попадает в объектив пирометра (*П*), который питается от аккумуляторной батареи (*АБ*). С помощью пирометра ОПИР-017 измеряется яркостная температура нити накала источника света. Во второе окно кожуха с помощью специального рычага вводится зеленый либо красный светофильтр, которые позволяют выделять из спектра источника излучение с длиной волны 500 или 640 нм. Монохроматическое излучение через второе окно попадает на фотоприемник (*ФП*), установленный в специальном креплении непосредственно на корпусе источника. В качестве фотоприемника используется фотодиод ФД-205, преобразующий световую энергию в электрический ток. Величина фототока измеряется с помощью цифрового микроамперметра (μA).

В исходном состоянии ручки регулировки тока и напряжения ТЭСа должны быть установлены в левом крайнем положении. Затем установить ручку регулировки напряжения ТЭСа в правое крайнее положение, а ручками регулировки тока установить по амперметру *А* необходимую величину тока и через 2—3 мин снять показания вольтметра.

2. Оптический пирометр

На законах теплового излучения основан принцип работы пирометров — приборов, предназначенных для измерения высоких температур. В данной работе используется пирометр с исчезающей нитью, схема которого и принцип действия приведены в техническом описании, которое прилагается к описанию настоящей работы.

Предварительно пирометр градуируется по абсолютно черному телу, т.е. через нить накаливания лампочки пропускается такая величина силы тока, при какой она излучает в области 660 нм как абсолютно черное тело данной температуры. Проградуировав таким образом пирометр, можно, наблюдая абсолютно черный излучатель, определить его температуру непосредственно по показаниям амперметра. При определении

температуры нечерных тел оптическим пирометром получают не истинную температуру тел, а ту температуру, которую должно иметь абсолютно черное тело для того, чтобы оно испускало то же излучение, что и исследуемое тело (в области пропускания светофильтра). Эту температуру называют *яркостной температурой* $T_я$. Очевидно, что яркостная температура тела для разных участков спектра различна и ниже истинной температуры излучателя. Для определения истинной температуры $T_д$ достаточно знать отношение $r_{\lambda,T}/\mathrm{w}_{\lambda,T}$ в той области спектра, которая пропускается используемым светофильтром. Соотношение между яркостной и истинной температурами приведено в таблице 1.

Таблица 1

Соотношение между яркостной и истинной температурами

Яркостная $T_я$, С°	800	900	1000	1100	1200	1300	1400
Истинная $T_д$, С°	840	950	1060	1170	1280	1400	1510
Яркостная $T_я$, С°	1600	1800	2000				
Истинная $T_д$, С°	1740	1970	2210				

3. Экспериментальные задания и методические рекомендации по их выполнению

3.1. Изучить зависимость энергетической светимости накаленной вольфрамовой нити от температуры и определить постоянную Стефана-Больцмана.

Так как потребляемая лампой энергия электрического тока почти полностью расходуется на излучение, то потребляемая мощность и электрическая светимость M_T должны быть связаны соотношением:

$$P = IU = (M_T - M_{T_0})S,$$

где M_{T_0} — энергетическая светимость лампы при комнатной температуре; S — площадь поверхности нити накала лампы. Или, согласно закону Стефана-Больцмана

$$P = A_T \sigma S\left(T^4 - T_0^4\right). \tag{26}$$

Интегральную лучепоглощательную способность A_T будем считать не зависящей от температуры, т.е. $A_T = A$.

Из выражения (26) видно, что зависимость $P = f\left(T^4\right)$ должна быть линейной, если закон Стефана-Больцмана выполняется. Из полученной зависимости легко определить постоянную Стефана-Больцмана σ.

3.2. Изучить зависимость лучеиспускательной способности вольфрамовой нити от температуры и определить постоянную Планка.

Если излучение, испускаемое лампой накаливания, направить через фильтр на фотоприемник, то величина фототока i должна быть пропорциональна $r_{\lambda,T}$, т.е.

$$i = b' a_{\lambda,T} r_{\lambda,T}, \tag{27}$$

где b' — коэффициент, зависящий от взаимного расположения источника и фотоприемника и характеристик чувствительности последнего.

Измерив на опыте величину фототока i при неизменном расположении нити накаливания и *ФП*, а также на одной и той же длине волны в зависимости от температуры накала нити ($T_д$), и построив график зависимости $i = f(T_д)$, мы тем самым получим зависимость $r_{\lambda,T}$ от температуры (с точностью до постоянного множителя b'.

Для видимых световых лучей и температуры $T \ge 1000^0 C$ величина $e^{\frac{hc}{\lambda kT}}$ в формуле Планка значительно больше единицы, поэтому равенство (21) можно записать в виде

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}. \tag{28}$$

Учитывая (27) и (28), получим:

$$i = b' a_{\lambda,T} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}. \tag{29}$$

Прологарифмировав (29), имеем:

$$\ln i = \ln\left(b' a_{\lambda,T} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\right)\left(-\frac{hc}{\lambda Tk}\right). \tag{30}$$

Из соотношения (30) видно, что при слабо изменяющемся значении $a_{\lambda,T}$ величина $\ln i$ линейно зависит от $1/T$. Поэтому, построив график зависимости $\ln i = f\left(1/T\right)$ и определив тангенс угла наклона прямой, можно определить постоянную Планка h.

$$h = -\frac{\lambda k \cdot tg\varphi}{c}. \tag{29}$$

3.2. Качественно проверить закон смещения Вина.

Согласно закону смещения Вина, максимум лучеиспускательной способности при изменении температуры тела от 1000 до 2000К смещается с длины волны 2,89 мкм на длину волны 1,44 мкм. Следовательно, при температурах, которые могут быть измерены применяемым в работе оптическим пирометром, максимум $r_{\lambda,T}$ находится в инфракрасной области спектра. Поэтому отношение $r_{\lambda_1,T(ф)}$ для фиолетового света к $r_{\lambda_2,T(кр)}$ для красного (согласно формуле (21) и рис.2) должно возрастать с увеличением температуры накала нити. В связи с этим возрастание величины $\gamma = r_{\lambda,T(ф)} / r_{\lambda,T(кр)} = \frac{i_1}{i_2}$ (i_1 и i_2 — соответствующие значения фототока) с ростом температуры может рассматриваться как косвенное подтверждение справедливости закона смещения Вина (формула (13)).

Порядок выполнения работы

Как следует из экспериментальных заданий п. 3.1. — 3.3., в работе необходимо измерить яркостную температуру нити накала и фототок (для двух длин волн излучения) при различных значениях потребляемой лампой мощности электрического тока.

Для получения экспериментальных результатов следует:

1. Собрать и включить схему питания источника, включив туда амперметр и вольтметр в соответствии с п.3.1.;
2. Подсоединить фотоприемник к цифровому вольтметру и обеспечить питание пирометра;
3. Произвести измерение яркостной температуры нити накала и фототока при питании лампы током 1,4; 1,6; 1,8; 2,0; 2,2; 2,4; 2,6; 2,8; 3,0 A, контролируя при этом напряжение на лампе.
4. На основании полученных данных построить графики зависимостей $P=f(T^4)$ и $lni=f(1/T)$ и вычислить постоянную Стефана-Больцмана и постоянную Планка. Величину площади поверхности нити, а также величину интегральной поглощательной способности уточнить у преподавателя.

Сделать письменно выводы о применимости закона Стефана-Больцмана к описанию излучения лампы накаливания и выполнимости закона смещения Вина.

Контрольные вопросы

1. Что следует понимать под излучательной и поглощательной способностью тела? Какая связь существует между ними?
2. Какие тела называются абсолютно черными?
3. Каким путем можно определить количество мод колебаний в единице объема с частотами в интервале ν, $\nu+d\nu$. Чему равна эта величина?
4. Как, зная концентрацию мод колебаний с частотами от ν до $\nu + d\nu$, можно получить формулы Рэлея-Джинса? Вина?
5. Каким образом можно получить формулу Стефана-Больцмана и закон смещения Вина на основании формулы Планка?
6. Почему тепловое излучение считают равновесным?
7. Владеют ли тепловым излучением тела, которые имеют комнатную температуру? Почему мы его не видим?
8. Опишите метод измерения температуры с помощью оптического пирометра.

9. Что понимают под яркостной температурой тела?
10. Почему действительная температура нити накала является больше чем яркостная, измеренная с помощью пирометра?