ИССЛЕДОВАНИЕ РАВНОВЕСНОГО ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: 1. Познакомиться с основными понятиями и законами излучения абсолютно черного тела.
2. Экспериментально проверить формулы Планка и Вина
3. Определить значения постоянных Планка и Больцмана.

Все нагретые тела излучают электромагнитные волны. Это излучение осуществляется за счет преобразования энергии теплового движения частиц тела в энергию излучения и называется *тепловым.* Если убыль энергии, уносимой излучением, пополнять сообщением телу соответствующего количества тепла, то излучение можно поддерживать неизменным.

Тепловое излучение является единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с телом, его излучившим. Предположим, что излучающее нагретое тело окружено идеально отражающей, непроницаемой для излучения оболочкой. Тогда излучение, испускаемое телом, не рассеивается по всему пространству, а, отражаясь стенками, сохраняется в пределах полости, падая вновь на излучающее тело и в большей или меньшей степени вновь им поглощается. В таких условиях никакой потери энергии наша система - излучающее тело и излучение - не испытывает. Энергия системы частично содержится в виде энергии излучения (электромагнитных волн), частично в виде внутренней энергии излучающего тела. Если с течением времени распределение энергии между телом и излучением не меняется, то состояние системы будет равновесным. Это равновесие имеет динамический характер, т.к. непрерывно идет процесс излучения и поглощения лучистой энергии, но так, что в единицу времени тело столько же излучает энергии, сколько и поглощает.

Если же в такую замкнутую адиабатную оболочку поместить тела различной температуры, то по истечении достаточно большого промежутка времени между материальными телами в полости и излучением в полости установится термодинамическое равновесие. Все тела будут иметь одинаковую температуру T, а излучение полости будет равновесным. Это тепловое или равновесное излучение подчиняется определенным общим закономерностям, вытекающим из принципов термодинамики.

Из второго начала термодинамики следует, например, что равновесное излучение не зависит от материала тел, образующих замкнутую термодинамически равновесную систему. Это значит, что плотность энергии излучения, ее распределение по спектру частот и направлениям распространения, а также поляризация излучения не зависят от свойств и природы тел, находящихся в полости, и от свойств и природы стенок полости. Равновесное тепловое излучение изотропно и не поляризовано: все возможные направления распространения излучения представлены с одинаковой вероятностью, а направления векторов $\vec{E}$ и $\vec{B}$ в каждой точке пространства хаотически меняются во времени.

Поскольку излучение находится в тепловом равновесии с телами, находящимися в полости, то можно говорить о температуре не только тел, но и о температуре самого излучения. Введем некоторые величины, характеризующие равновесное излучение в полости. Обозначим через U_T объемную плотность энергии излучения, т.е. количество такой энергии в единице объема пространства. Так как она определенным образом распределена по спектру частот, то имеет смысл ввести понятие спектральной плотности энергии равновесного излучения $U_{\omega,T}$, которая будет характеризовать энергию единицы объема электромагнитного поля, распределенную в единичном интервале частот или длин волн. Тогда объемную плотность энергии можно представить в виде:

$$U \;=\int\limits_0^\infty U_{\omega,T}d\omega=\int\limits_0^\infty U_{\lambda,T}d\lambda\ . \tag{1}$$

Величины $U_{\omega,T}d\omega$ и $U_{\lambda,T}d\lambda$ имеют смысл объемной плотности энергии излучения, приходящейся на интервал частот $U_{\omega,T}$ и $U_{\lambda,T}$ являются спектральными плотностями объемной плотности энергии излучения. Если речь идет об одном и том же спектральном интервале, представленном в различных формах, то $U_{\omega,T}d\omega = U_{\lambda,T}d\lambda$. При этом $\lambda=2\pi c/\omega$, следовательно, $d\lambda/\lambda = d\omega/\omega$. Опуская знак минус, который указывает, что с возрастанием частоты длина волны убывает, можно написать:

$$U_{\lambda,T} = U_{\omega,T}\,\frac{\omega}{\lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda^2}U_{\omega,T}.$$

В теоретической физике обычно пользуются величиной $U_{\omega,T}$, в экспериментальной - отдают предпочтение $U_{\lambda,T}$. В дальнейшем мы будем вести речь только о частотной зависимости функции $U_{\omega,T}$.

Утверждение о том, что спектральная плотность энергии равновесного излучения $U_{\omega,T}$ зависит только от частоты и от температуры, но не зависит от свойств и природы тел, находящихся в полости, а также от природы и свойств стенок полости носит название *первого закона Кирхгофа.*

Для характеристики излучающих тел вводятся понятия *энергетической светимости, испускательной и поглощательной* способностей.

Энергетической светимостью (интегральной испускательной способностью) тела называется физическая величина E_T, численно равная энергии электромагнитных волн всевозможных частот (или длин волн), излучаемых за единицу времени с единицы площади поверхности тела.

Испускательной способностью или спектральной плотностью энергетической светимости тела называется физическая величина, численно равная отношению энергии dW, излучаемой за единицу времени с единицы площади поверхности тела посредством электромагнитных волн в узком интервале частот от ω до $\omega + d\omega$ (или длин волн в вакууме от λ до $\lambda + d\lambda$), к ширине этого интервала:

$$E_{\omega,T} = \frac{dW}{d\omega}; \quad E_{\lambda,T} = \frac{dW}{d\lambda} = E_{\omega,T}\,\frac{\omega}{\lambda} = E_{\omega,T}\,\frac{2\pi c}{\lambda^2}\,, \qquad (2)$$

где c - скорость света в вакууме. Значения $E_{\omega,T}$ $(E_{\lambda,T})$ зависят от частоты (длины волны), температуры, химического состава тела и состояния его поверхности.

Энергетическая светимость тела связана с $E_{\omega,T}$ и $E_{\lambda,T}$ соотношением:

$$E_T = \int_0^\infty E_{\omega,T} d\omega = \int_0^\infty E_{\lambda,T} d\lambda . \qquad (3)$$

*Поглощательной способностью (*монохроматическим коэффициентом поглощения) тела называется безразмерная величина $A_{\omega,T}$, показывающая, какая доля энергии электромагнитных волн с частотами от ω до $\omega + d\omega$, падающих на поверхность тела, поглощается им:

$$A_{\omega,T} = \frac{dW_{\text{погл}}}{d\omega_{\text{пад}}} \le 1.$$

Значение $A_{\omega,T}$ зависит от частоты, температуры, химического состава тела и состояния его поверхности.

Абсолютно черным называется тело, которое полностью поглощает все падающее на него излучение независимо от направления падающего излучения, его спектрального состава и поляризации, так что для него $A_{\omega,T} \equiv 1$.

Абсолютно черных тел в природе не существует. Наилучшим приближением к абсолютно черному телу является замкнутая полость, в непрозрачной стенке которой сделано малое отверстие. Свет, попадающий внутрь полости через отверстие, претерпевает многократные отражения от стенок и практически полностью поглощается стенками полости независимо от их материала. Если стенки полости поддерживать при постоянной температуре, то при достаточно малых размерах отверстия в полости установится излучение, очень мало отличающееся от равновесного. Поэтому равновесное излучение часто называют черным излучением. Через отверстие будет выходить практически такое же излучение, какое испускалось бы абсолютно черной площадкой той же формы и размеров. Испускательная способность абсолютно черного тела обозначается далее $\varepsilon_{\omega,T}$ (или $\varepsilon_{\lambda,T}$), а его энергетическая светимость ε_T.

Серым называется тело, поглощательная способность которого меньше единицы и не зависит от частоты (длины волны) света, направления его распространения и поляризации, а зависит только от температуры тела.

Согласно второму закону Кирхгофа, отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от природы тела и равно испускательной способности абсолютно черного тела $\varepsilon_{\omega,T}$ при тех же значениях температуры и частоты:

$$\frac{E_{\omega,T}}{A\omega,T} = \varepsilon_{\omega,T}. \tag{4}$$

Из закона Кирхгофа следует, что испускательная способность тела тем больше, чем больше его поглощательная способность. А так как величина $A_{\omega,T}$ не может быть больше единицы, то из всех тел при одной и той же температуре абсолютно черное тело обладает наибольшей испускательной способностью. Кроме того, любое тело при данной температуре излучает преимущественно лучи таких длин волн, которые оно при той же температуре сильнее всего поглощает.

Используя закон Кирхгофа, можно написать, что энергетическая светимость тела равна

$$E_T = \int_0^{\infty} A_{\omega,T}\varepsilon_{\omega,T}d\omega .$$

В частности, энергетическая светимость серого тела:

$$E_T^c = A_T^c \varepsilon_T ,$$

где $\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\omega,T}d\omega$ - энергетическая светимость абсолютно черного тела при той же температуре. Для несерого тела в узком интервале температур также можно приближенно написать:

$$E_T = \alpha\varepsilon_T , \tag{5}$$

где α - интегральная степень черноты тела, которая зависит от материала тела, состояния его поверхности и температуры. Для всех тел, кроме абсолютно черного $\alpha < 1$.

Испускательная способность абсолютно черного тела $\varepsilon_{\omega,T}$ связана со спектральной плотностью равновесного излучения $U_{\omega,T}$ определенным соотношением. Подсчитаем поток энергии, падающий на единичную площадку, расположенную внутри замкнутой полости с идеально отражающими стенками, заполненной равновесным излучением со средней плотностью $U_{\omega,T}$. Пусть излучение падает на эту

площадку в направлении, определяемом углами θ и φ в пределах телесного угла $d\Omega$. Так как равновесное излучение распределено изотропно, то в данном телесном угле распространяется доля равная
$d\Omega/4\pi$ от всей энергии, заполняющей полость. Поток электромагнитной энергии, проходящей через перпендикулярную направлению движения потока энергии единичную площадку в единицу времени, запишется так:

$$cU_{\omega,T}\frac{d\Omega}{4\pi}\cos\theta\,.$$

Подставляя в полученное выражение значение телесного угла $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ и интегрируя по φ в пределах *(0, 2π)* и по θ в пределах *(0, π/2),* получим полный поток энергии, падающий на единичную площадку:

$$\frac{1}{4\pi}cU_{\omega,T}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\pi/2}\cos\theta\sin\theta d\theta = \frac{1}{4}cU_{\omega,T}\,.$$

В условиях равновесия надо приравнять этот полный поток испускательной способности абсолютно черного тела $\varepsilon_{\omega,T}$, характеризующий поток энергии, излучаемый единичной площадкой в единичном интервале частот вблизи ω, т.е.

$$\varepsilon_{\omega,T} = \frac{1}{4}cU_{\omega,T}\,. \tag{6}$$

Следовательно, закон Кирхгофа в общем виде можно записать так:

$$E_{\omega,T} = A_{\omega,T}\varepsilon_{\omega,T} = \frac{c}{4}A_{\omega,T}U_{\omega,T}\,. \tag{7}$$

Отсюда следует, что в состоянии равновесия поглощаемая в единицу времени участком поверхности энергия излучения должна быть равна энергии, излучаемой в тот же промежуток времени тем же участком поверхности. Зная универсальную функций $U_{\omega,T}$ можно по поглощательной способности определить спектральную плотность энергетической светимости.

Задача нахождения универсальной функции $U_{\omega,T}$ свелась к определению закона излучения абсолютно черного тела. Излучение, исходящее из отверстия в оболочке полости, стенки которой поддерживаются при постоянной температуре с достаточно большой точностью может рассматриваться как излучение абсолютно черного тела. Его излучение позволяет найти $\varepsilon_{\omega,T}$ и с помощью (6) вычислить $U_{\omega,T}$.

Классическая физика оказалась не в состоянии объяснить теоретически вид функции $U_{\omega,T}$, определенной из эксперимента. Предельные случаи $U_{\omega,T}$ при достаточно малых и достаточно больших частотах были теоретически обоснованы формулами Рэлея-Джинса и Вина. Общая формула была найдена Планком. Она положила начало развитию квантовой теории.

В рамках классической физики к равновесному излучению в полости применяется один из основных законов классической статистической физики - теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Т.о., задача о нахождении вида функции $U_{\omega,T}$ сводится к определению числа степеней свободы в полости. Поскольку равновесное излучение в полости не зависит от ее формы, материала стенок, то можно предположить, что полость имеет форму куба с ребром L, а равновесное излучение в такой полости можно рассматривать как систему стоячих электромагнитных волн. Стоячая волна может возникнуть лишь в том случае, если бегущая волна после отражения от двух противоположных граней куба и прохождения пути $2L$, возвращается в исходную точку с фазой, отличающейся от первоначальной на $2\pi n$, , где $n=1,2...$ целое число. Не ограничивая общности, можно считать, что двухкратное отражение от граней либо не вносит в фазу волны каких-либо изменений, либо изменяет фазу на 2π . Поэтому условие образования стоячих волн в каждом из измерений куба имеет вид:

$$k_x L = n_x \pi, \qquad k_y L = n_y \pi, \qquad k_z L = n_z \pi,$$

где n_x, n_y, n_z - целые числа.

Число волн dN , волновые числа которых заключены между (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) поэтому

$$dN=dn_x dn_y dn_z=(L/\pi)^3 dk_x dk_y dk_z \, . \qquad (8)$$

Расчет удобно вести в сферических координатах, считая, что по осям декартовой системы координат отложены k_x, k_y, k_z. Представляя в сферических координатах объем элемента как объем шарового слоя радиусом k и толщиной dk и считая числа dk_x, dk_y, dk_z положительными, т.е. рассматривая только 1/8 слоя, выражение (8) можно переписать так:

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

Учитывая, что $k = \omega / c$, находим концентрацию стоячих волн:

$$\frac{dN}{L^3} = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega .$$

Поскольку электромагнитная волна обладает двумя возможными поляризациями, то полная концентрация стоячих волн в два раза больше и равна:

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

Каждая из стоячих волн называется *модой колебаний*, а число мод равно числу степеней свободы системы. Если $<\varepsilon>$ является средней энергией, приходящейся па одну степень свободы, то плотность энергии стоячих волн равна:

$$U_{\omega,T} = \frac{dN}{L^3} \langle \varepsilon \rangle = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \langle \varepsilon \rangle . \qquad (9)$$

Нахождение функции $U_{\omega,m}$ свелось к определению средней энергии моды колебаний.

Формула Рэлея-Джинса. По теореме о равнораспределении энергии по степеням свободы на одну степень свободы в классической статистической системе приходится энергия $kT/2$. У гармонического осциллятора, описывающего одну моду колебаний, средняя кинетическая энергия равна средней потенциальной и поэтому его средняя энергия равна kT. В результате получим:

$$U_{\omega,T} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT . \qquad (10)$$

Равенство (10) называется *формулой Рэлея-Джинса*. Она хорошо согласуется с опытом при малых частотах. Но при $\omega \to \infty$ получается недопустимое соотношение: $U\omega,T \Rightarrow \infty$. Кроме того, полная объемная плотность излучения также стремится в бесконечность. Этот результат, получивший название ультрафиолетовой катастрофы, находится в разительном противоречии с опытом.

Формула Вина. Вин предположил, что каждая мода колебаний является носителем энергии $\varepsilon(\omega)$, но не все моды данной частоты возбуждены. Относительное число $\Delta N/N$ - возбужденных мод дается распределением Больцмана;

$$\Delta N / N = e^{-\varepsilon(\omega)/kT}.$$

Откуда для средней энергии, приходящейся на моды с частотой ω, находим

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\varepsilon(\omega)\Delta N}{N} = \varepsilon(\omega) e^{-\frac{\varepsilon(\omega)}{kT}}. \tag{11}$$

Из общих термодинамических соображений Вин заключил, что энергия моды частотой ω пропорциональна частоте, т.е. $\varepsilon(\omega) = \hbar\omega$ (коэффициент пропорциональности дан в современных обозначениях в виде постоянной Планка, которая в то время не была известна). Тогда формула (9) с учетом (11) принимает вид:

$$U_{\omega,T} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}. \tag{12}$$

Эта формула носит название формулы Вина и хорошо согласуется с опытом в области достаточно больших частот.

Формула Планка. Правильная формула спектральной плотности энергии равновесного излучения, подтвержденная всеми экспериментальными исследованиями, была найдена Планком полуэмпирическим путем. Затем Планк сделал теоретический вывод этой формулы, изложенной им 14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического Общества. Этот день считается днем рождения новой - квантовой физики.

Основная гипотеза Планка состояла в том, что излучение и поглощение света веществом происходит не непрерывно, а конечными порциями, называемыми квантами света или квантами энергии. Если придерживаться метода, который был использован для вывода формулы Рэлея-Джинса, то гипотезу Планка удобно взять в следующей форме: энергия гармонического осциллятора может принимать не произвольные, а только избранные значения, образующие дискретный ряд: $0,\ \varepsilon_o,\ 2\varepsilon_o,\ 3\varepsilon_o$ *,....,* где ε_o - определенная величина, зависящая только от собственной частота ω осциллятора. Здесь под осциллятором понимается не только частица, способная совершать гармонические свободные колебания, но и стоячая волна определенной частоты в полости.

Если осциллятор находится в полости, стенки которой поддерживаются при постоянной температуре, то наряду с излучением будут происходить и акты поглощения, в результате которых возбуждаются и высшие энергетические уровни. Установится определенное состояние детального равновесия, в котором число актов излучения в среднем равно числу обратных актов поглощения. В этом состоянии будут возбуждены все энергетические уровни, но с различными вероятностями. Поэтому дли нахождения функции $U_{\omega,T}$ нужно было определить среднюю энергию осциллятора в состоянии статистического равновесия.

По теореме Больцмана вероятности возбуждения энергетических уровней осциллятора пропорциональны величинам:

$e^{-\varepsilon_0/(kT)}$, $e^{-2\varepsilon_0/(kT)}$, ...

Поэтому

$$\langle\varepsilon\rangle = \frac{\sum\limits_{n=1}^{\infty} n\varepsilon_0 e^{-n\varepsilon_0/(kT)}}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} e^{-n\varepsilon_0/(kT)}} = \varepsilon_0 \frac{\sum\limits_{n=1}^{\infty} n e^{-nx}}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} ,$$

где введено обозначение $x=\varepsilon_0/(kT)$. Значение знаменателя определяется

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = \frac{1}{1-e^{-x}} .$$

Числитель находится дифференцированием этой формулы по x:

$$\sum_{n=1}^{\infty} n e^{-nx} = \frac{e^{-x}}{\left(1-e^{-x}\right)^2}$$

и, следовательно,

$$\langle\varepsilon\rangle = \frac{\varepsilon_0}{e^x - 1} = \frac{\varepsilon_0}{e^{\varepsilon_0/(kT)} - 1}.$$

Подставив это значение в формулу (9), найдем

$$U_{\omega,T} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}\frac{\varepsilon_0}{e^{\varepsilon_0/(kT)} - 1}. \qquad (13)$$

Величину ε_0 Планк определил из требования, чтобы последнее выражение удовлетворяло общей термодинамической формуле Вина:

$$U_{\omega,T} = \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right), \qquad \text{т.е.} \qquad \frac{\varepsilon_0 / \omega}{\pi^2 c^3\left[e^{\varepsilon_0/(kT)} - 1\right]} = f\left(\frac{\omega}{T}\right).$$

Так как ε_0 есть характеристика только самого осциллятора, поэтому она не может зависеть от температуры T, а должна зависеть только от собственной частоты осциллятора. В таком случае, чтобы левая часть последнего равенства была функцией только аргумента ω/T необходимо и достаточно, чтобы

$$\varepsilon_0 = \hbar\omega, \qquad (14)$$

где $\hbar$ = 1,054 10^{-34}Дж·с - постоянная Планка.

Если выражение (14) подставить в (13), то и получится формула Планка:

$$U_{\omega,T} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3}\frac{1}{e^{\hbar\omega/(kT)} - 1}. \qquad (15)$$

При $\hbar\omega << kT$ (малых частотах) формула (15) переходит в формулу Рэлея-Джинса, а при $\hbar\omega >> kT$ (больших частотах) - в формулу Вина (12).

Закон Стефана-Больцмана. Интегрируя функцию Планка по всем частотам, получим полную объемную плотность излучения:

$$U_T = \int_0^\infty U_{\omega,T} d\omega = \frac{k^4 T^4}{\pi^2 c^3 \hbar^3}\int_0^\infty \frac{\xi^3 d\xi}{e\xi - 1}, \int_0^\infty \frac{\xi^3 d\xi}{e\xi - 1} = \frac{\pi^4}{15}$$

или $U_T = aT^4$, где $a = \dfrac{\pi^2 k^4}{15c^3\hbar^3} = 7{,}56\cdot10^{-16}$ Дж м$^{-3}$ К$^{-4}$.

Переходя к энергетической светимости абсолютно черного тела с учетом (6), последнее соотношение перепишем так:

$$\varepsilon_T = \sigma T^4, \tag{16}$$

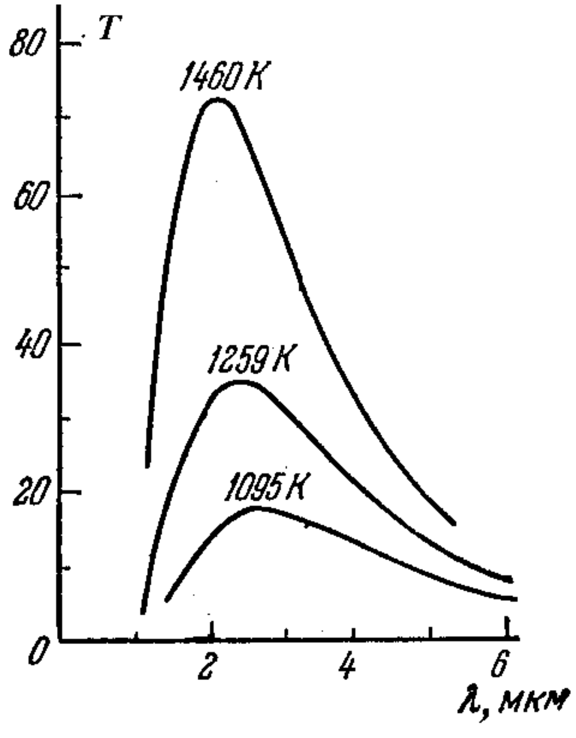
где $\sigma = ac/4 = 5{,}67\ 10^{-8}$ Вт м$^{-3}$ К$^{-4}$ носит название *постоянной Стефана-Больцмана*, а соотношение (16) описывает *закон Стефана-Больцмана.*

Закон смещения Вина. Максимум спектральной плотности излучения может быть найден из формулы (15). Однако положение максимума зависит от того, в какой шкале определяется спектральная плотность. Как указывалось, на практике обычно пользуются шкалой длин волн и функцией спектральной плотности энергетической светимости излучающего тела $\varepsilon_{\lambda,T}$. Для абсолютно черного тела, с учетом (6) и (2), формула Планка для этой функции принимает вид:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{hc/(\lambda kT)}-1} = \frac{c_1}{\lambda^5}\frac{1}{e^{c_2/(\lambda T)}-1}, \tag{17}$$

где $\boldsymbol{c_1} = 2\pi hc^2$ и $c_2 = hc/k$ - постоянные.

Функция $\varepsilon_{\lambda,T}$ описывает так называемый спектр излучения абсолютно черного тела, вид которого для различных температур представлен на рис. 1.



Р и с. 1

Площади, ограниченные кривыми графиков, определяют энергетические светимости при различных температурах. Положение максимума спектральной плотности энергетической светимости определяется из условия $d\varepsilon_{\lambda,T} / d\lambda = 0$, дающего для определениях λ_{max} трансцендентное уравнение $5 = xe^x (e^x-1)$, где

$$x = 2\pi hc / \left(kT\lambda_{\max}\right).$$

Решением этого уравнения является x = 4,865, что приводит к выражению

$$\lambda_{max}T = ch / kx = b\ , \qquad (18)$$

где b ≅ 0,0029 мК - постоянная смещения Вина, а само соотношение называется *законом смещения Вина.* Как видно из рис. 1, при повышении температуры тела максимум $\varepsilon_{\lambda,T}$ смещается в сторону меньших длин волн в соответствии о законом смещения Вина. Максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости согласно (17) и (18) изменяется с температурой по следующему закону:

$$\varepsilon_{\lambda max,T} = c_3 \cdot T^5,$$

где

$$c_3 = \frac{c_1}{b^5}\frac{1}{e^{c_2/b} - 1} = 1{,}28 \cdot 10^{-11}\ \text{Вт/(м}^2\ \text{мкм K}^5). \qquad (19)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА. ИЗМЕРЕНИЯ

Объектом исследования данной работы является вольфрамовая нить накала лампы (26 В, 25 Вт), являющаяся источником теплового излучения. Поскольку нагретая нить накала не является абсолютно черным телом, то для нахождения спектральной плотности ее излучения следует применить закон Кирхгофа (4)

$$\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = \varepsilon_{\lambda,T}.$$

Откуда $$E_{\lambda,T} = A_{\lambda,T}\varepsilon_{\lambda,T}\ . \qquad (20)$$

Принимая во внимание то, что в области исследуемых температур [Т = (700 - 2200)К] поглощательная способность вольфрама практически постоянна (при изменении температуры в пределах 1500 - 2200К - $A_{\lambda,T}$ изменяется в пределах (0,450 - 0,438)) и, подставляя (17) в (20), получим:

$$E_{\lambda,T} = A_\lambda \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1}. \qquad (21)$$

Схема установки приведена на рис. 2.

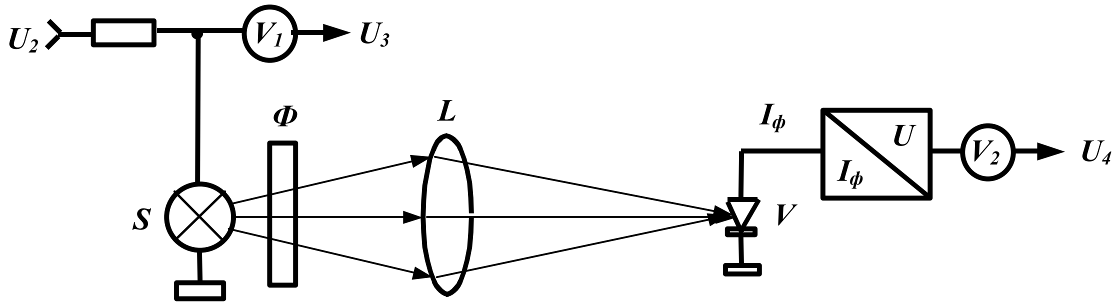


Рис. 2

Излучение исследуемой вольфрамовой нити накала S, прошедшее интерференционный светофильтр $Ф$, фокусируется собирающей системой L на поверхность фотодиода V. Возникающий вследствие этого фототок $I_ф$, пропорциональный спектральной плотности энергетической светимости нити $E_{\lambda,T}$, усиливается линейным усилителем, преобразуется в постоянное напряжение U_4, измеряемое вольтметром (В7-27А). Таким образом, U_4 пропорционально исследуемой V_1 спектральной плотности энергетической светимости нити накала $E_{\lambda,T}$, т.е.

$$U_4 = \beta E_{\lambda,T} S_1, \qquad (22)$$

где β - спектральная чувствительность фотоприемника,

S_1 - площадь поверхности нити накала.

Как известно, [5 , 6] удельное сопротивление вольфрама в области исследованных температур изменяется с ростом температуры по закону:

$$\rho = \rho_0 T^{1,21} .$$

Тогда сопротивление нити накала будет выражаться следующим образом:

$$\rho = \rho_0 T^{1,21} \frac{l}{S_2},$$

где l - длина и S_2 - площадь поперечного сечения нити накала.

Из последнего выражения следует, что температуру нити накала можно определять по ее сопротивлению

$$T = T_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{1/1,21}, \qquad (23)$$

где Ro = 2,14Ом - сопротивление нити накала при комнатной температуре T_0.

Сопротивление R определяется как:

$$R = \frac{U_3}{I} = \frac{U_3 r}{(U_2 - U_3)}. \qquad (24)$$

Подставляя (24) в (23), получаем выражение для определения температуры нити Т:

$$T = \left[\frac{U_3 r}{(U_2 - U_3)}\right]^{0,826} \cdot T_0 \left[\frac{r}{R_0}\right]^{0,826} = 212\left[\frac{U_1}{U_2 - U_3}\right]^{0,826}$$

Величины напряжений U_2 задаются источником постоянного тока, напряжение U_3 снимается с эталонного сопротивления r=1,454 Ом и нити накала с помощью вольтметра V_2 (В7-27А).

Изменение величины питающего напряжения U_2 ведет к изменению температуры нити накала T, и тем самым к изменению энергии, испускаемой нитью накала $E_{\lambda,T}$, что в свою очередь приводит к изменению напряжения на выходе фотоприемника.

Упражнение 1. **Проверка закона Планка.**

Согласно (21) формула Планка для спектральной плотности энергетической светимости в шкале длин волн имеет вид:

$$E_{\lambda,T} = \frac{A_\lambda C_1}{\lambda^5}\left[e^{-C_2/\lambda_T} - 1\right]^{-1},$$

где C_1 = 3,74 $\cdot 10^{-16}$ Вт · м^2 ; C_2 = 1,44$\cdot 10^{-2}$ м · К = 1,44 $\cdot 10^4$ мкм · К.

В области рабочих температур нити накала лампы для длин волн λ =7,56$\cdot$ 10^{-7} м несложно показать, что $e^{C2/(\lambda T)} >> 1$. В этом случае закон Планка примет вид:

$$E_{\lambda,T} = \frac{A_\lambda C_1}{\lambda^5} e^{-C_2/\lambda_T}. \qquad (25)$$

Проверка закона (25) сводится к экспериментальному определению величин C_1, C_2. Подставляя (25) в (22), получаем:

$$U_4 = \frac{\beta S_1 A_\lambda C_1}{\lambda^5} e^{-C_2/\lambda_T}.$$

После логарифмирования данного выражения получим линейную зависимость *ln* U_4 от *1/T*.

$$\ln U_4 = \ln\left(\frac{\beta S_1 A_\lambda C_1}{\lambda^5}\right) - \frac{C_2}{\lambda}\frac{1}{T}. \qquad (26)$$

Изменяя температуру нити накала T (изменяя напряжения U_2) и измеряя величину lnU_4, мы исследуем зависимость (26).

Таким образом, целью данной работы является изучение основных законов и понятий теплового излучения и экспериментальная проверка формулы Планка, заключающаяся в определении постоянных C_1, C_2 и в доказательстве экспоненциальной зависимости спектральной плотности излучения от температуры. Экспериментальные значения $1/T$ и lnU_4 могут быть обработаны программой на ЭВМ, реализующей метод наименьших квадратов.

Получив значения C_2/λ и $\ln\left(\frac{\beta S_1 A_\lambda C_1}{\lambda^5}\right)$ определяем значения C_1 и C_2, учитывая, что $S_1 = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ м^2; $A_\lambda = 0{,}45$; $\beta = 2{,}41 \cdot 10^{-5}$ В м/Вт; $\lambda = 11{,}6 \cdot 10^{-7}$ м.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить в сеть:
   - Источник питания Б5-46.
   - Источник питания линейного усилителя фотоприемника.
   - Вольтметры В7-27А для оперативного контроля напряжения U_3 на эталонном сопротивлении r и выходного напряжения U_4.
2. Установить напряжение питания U_2 = 5 В. При этом выходное напряжение U_4, измеряемое вольтметром В7-27А, должно быть равно 0,18 В. В противном случае, необходимо перемещением конденсора L добиться нужного значения U_4.
3. Изменяя напряжение питания U_2 через каждые 0,5 В от 5 до 9,5 В, снять зависимость $ln\ U_4$ от $(T° K)^{-1}$.

Таблица 1

№	U_2, В	U_3, В	U_4, В	ln U_4	T°, K	$(T° K)^{-1}$
1.	5					
и т.д.	5,5					

4. Рассчитать значения $\ln\left(\frac{\beta S_1 A_\lambda C_1}{\lambda^5}\right)$ и C_2/λ.

ЗАДАНИЕ

1. Проведя указанные ранее измерения, определить постоянные C_1 и C_2 в формуле Планка (21).
2. Сравнить полученные значения C_1 и C_2 с табличными данными.
3. Определить значения постоянных Планка h и Больцмана k**,** зная, что $C_1 = 2\pi h c^2$, $C_2 = h c / k$.
4. Построить экспериментальную зависимость lnU_4 от $1/T$ и убедиться в справедливости формулы Вина (25) для нашего случая.
5. Рассчитать и представить в виде графиков спектры излучения абсолютно черного тела для двух крайних температур исследованного интервала и для температуры поверхности Солнца (6000 К) в интервале длин волн от 0,2 мкм до 3 мкм. Программа для расчета спектров прилагается.
6. Провести анализ полученных результатов.

ВОПРОСЫ

1. При каких условиях тепловое излучение будет термодинамически равновесным? Перечислить основные свойства равновесного излучения.
2. Дать определение абсолютно черного тела. Сформулировать основные законы излучения абсолютно черного тела.
3. Определить физический смысл величин (и их размерности), изучаемых в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсберг Г.С. Оптика. 5-е изд. М.: Наука, 1976, §§ 196,197.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980. §§ 112 - 118.
3. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. 2-е изд., М.: Высшая школа, 1978. §§8.1, 8.2
4. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высшая школа, 1985, § 50.
5. Лившиц Б.Г. Физические свойства металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1980. С.146.
6. Кацман Ю.А. Электронные лампы. М.: Высшая школа, 1979, С.38.
7. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию, М.: Наука, 1979, С.352.