

Тепловое излучение

1. Излучение тел. Закон Кирхгофа для теплового излучения. Абсолютно черное тело.
2. Распределение энергии в спектре а. ч. т. Законы Стефана – Больцмана и Вина. Ультрафиолетовая катастрофа.
3. Квантовая гипотеза и формула Планка.
4. Связь формулы Планка с законами теплового излучения.

1) Электромагнитное излучение всех длин волн обусловлено колебаниями электрических зарядов, входящих в состав вещества, то есть \bar{e} и ионов.

Излучение, возникающее в результате движения \bar{e} , имеет высокую частоту, если \bar{e} входят в состав атомов или молекул и, следовательно, удерживаются около своих положений равновесия.

- видимое и ультрафиолетовое излучение

Колебания ионов соответствуют получению низкой частоты, вследствие значительной массы колеблющихся зарядов.

- инфракрасное излучение

В общем случае излучение тела сопровождается потерей энергии. Для обеспечения длительного излучения энергии необходимо постоянно пополнять ее убыль. Если этого не делать, то излучение энергии будет сопровождаться какими либо изменениями внутри тела, и состояние излучающей системы будет постоянно изменяться.

Известны процессы излучения, сопровождающие химические превращения внутри тела – это так называемая хемолюминисценция (свечение гниющего дерева; свечение фосфора, медленно окисляющегося на воздухе). В этом случае испускание лучистой энергии идет параллельно с изменением химического состава вещества и уменьшением запаса его внутренней энергии.

Фотолюминисценция – это процессы излучения, вызываемые освещением тела (одновременным или предварительным). В этом случае для поддержания свечения к телу подводится энергия в виде излучения от внешнего источника. Распространенным является способ возбуждения свечения путем электрического воздействия на излучающую систему (электролюминисценция), каотодолюминисценция.

Наиболее распространенным видом излучения является тепловое излучение, наблюдаемое при сообщении телу энергии нагреванием. Тепловое излучение всегда находится в термодинамическом энергетическом равновесии с излучающим телом.

Способность теплового излучения находиться в равновесии с излучающими телами обусловлена тем, что интенсивность изменяется при изменении температуры. Нарушение равновесия в системе тело – излучение вызывает возникновение процессов, восстанавливающих равновесие.

Тепловое, или равновесное, излучение подчиняется определенным общим закономерностям, вытекающим из принципов термодинамики, в силу которых установившееся тепловое равновесие изолированной системы не может нарушиться вследствие излучения какими либо частями данной системы или вследствие каких либо других тепловых обменов.

В 1809г Прево экспериментально установил, что если два тела поглощают разные количества энергии, то и количество, испускаемой при излучении будет различным. Это правило имело лишь качественный характер. В 1859г Кирхгоф придал ему вид строго количественного закона, играющего основную роль во всех вопросах теплового излучения.

Для характеристики теплового излучения воспользуемся величиной потока энергии Φ , то есть количества энергии, излучаемого в единицу времени (мощность излучения).

E_e – поток энергии, испускаемый единицей поверхности излучающего тела по всем направлениям, будет называться излучательной способностью. Определенная таким образом излучательная способность соответствует светимости и называется энергетической светимостью (R_e).

Тепловое излучение занимает более или менее широкую спектральную область и его излучательная способность оказывается зависящей от частоты, а следовательно, и длины волны излучения. Для характеристики излучательной способности нагретого тела необходимо указывать к какому спектральному участку она относится.

Пусть спектральный участок заключен в интервале $\nu \div \nu + \Delta\nu$. Чем меньше $\Delta\nu$, тем детальнее будет охарактеризована излучательная способность, то есть:

$$r_\nu = \lim_{\Delta\nu \rightarrow 0} \frac{\Delta W_{\text{изл}}}{\Delta\nu} = \frac{dW_{\text{изл}}}{d\nu}, \quad \text{где}$$

$\Delta W_{\text{изл}}$ – энергия, излучаемая в единицу времени единицей площади нагретого тела

Тогда $dW_{\text{изл}} = r_\nu d\nu$

Аналогично можно ввести понятие монохроматической излучательной способности в данном интервале длины волн:

$$r_\lambda = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta W_{\text{изл}}}{\Delta\lambda} = \frac{dW_{\text{изл}}}{d\lambda} \rightarrow dW_{\text{изл}} = r_\lambda d\lambda$$

$$r_\nu d\nu = r_\lambda d\lambda; \text{ так как } \lambda = \frac{c}{\nu}, \quad \text{то } \frac{d\lambda}{d\nu} = \frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda}{\nu}$$

$$\text{тогда } r_\nu = -\frac{\lambda^2}{c} r_\lambda$$

Экспериментально было установлено, что зависимость r_ν от частоты имеет вид:

(Рисунок)

$$r_\nu = f(T) \text{ и } r_\lambda = f(T), \text{ то есть } r(\nu, T) = r_{\nu T} \text{ (} r_\nu(T) = r_{\nu T} \text{) и } r(\lambda, T) = r_{\lambda T} \text{ (} r_\lambda(T) = r_{\lambda T} \text{)}$$

$r_{\nu T}$ и $r_{\lambda T}$ — называют спектральными плотностями энергетической светимости.

Тогда:

$$R_\Sigma(T) = \int dW_{\text{изл}} = \int_0^\infty r_{\nu T} d\nu \text{ или}$$

$$R_\Sigma(T) = \int_0^\infty r_{\lambda T} d\lambda$$

По физической сути $R_\Sigma(T)$ представляет собой суммарный поток излучения с единицы поверхности при фиксированной температуре.

Численно $R_\Sigma(T)$ = площади, ограниченной зависимостью $r_{\nu T}$ и осью абсцисс, или $r_{\lambda T}$ и осью абсцисс.

Вместе с тем, если на единицу поверхности тела падает световой поток $d\Phi$, то часть этого потока $d\Phi'$ будет поглощаться телом.

Поглощательной способностью тела a называют отношение поглощенного потока $d\Phi'$ к падающему $d\Phi$, то есть:

$$a = \frac{d\Phi'}{d\Phi} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW}$$

Эта величина так же является функцией частоты и температуры

$$a_{\nu, T} = a(\nu, T)$$

Тела, у которых $a_{\nu, T} = 1$ называют абсолютно черными. Они поглощают весь падающий на них поток энергии (сажа, платиновая чернь).

Закон Кирхгофа получен на основе законов классической термодинамики и заключается в следующем: отношение испускательной способности к поглощательной способности тела не зависит от природы тела, то есть $\frac{\delta_{\nu, T}}{a_{\nu, T}}$ есть универсальная для всех тел функция частоты и температуры, тогда как $\delta_{\nu, T}$ и $a_{\nu, T}$, взятые отдельно могут меняться чрезвычайно сильно при переходе от одного тела к другому.

Излучательную способность абсолютно черного тела обозначим: $\delta_{\nu, T \text{ абс.ч.т.}} = \delta_{\nu, T}^0$, а его поглощательную способность $a_{\nu, T}^0$.

Тогда закон Кирхгофа можно записать в виде:

$$\frac{\delta_{\nu, T}}{a_{\nu, T}} = \frac{\delta_{\nu, T}^0}{a_{\nu, T}^0} = f(\nu, T) = \delta_{\nu, T}^0, \quad \text{так как } a_{\nu, T}^0 = 1$$

Таким образом, универсальная функция Кирхгофа есть не что иное, как испускательная способность абсолютно черного тела.

Абсолютно черных тел в природе не существует. Сажа или платиновая чернь имеют поглощательную способность $a_{\nu, T}$, близкую к единице, лишь в ограниченном интервале частот. Моделью абсолютно черного тела может служить замкнутая полость с малым отверстием.

(Рисунок)

Излучение, проникшее внутрь полости через отверстие, прежде чем выйти претерпевает многократное отражение. При каждом отражении поглощается часть энергии, в результате практически все излучения любой частоты поглощаются такой полостью. Согласно закону Кирхгофа, испускательная способность такого устройства близка к $f(\nu, T)$, причем T – температура стенок полости.

Если стенки полости поддерживать при постоянной температуре, то из отверстия выходит излучение весьма близкое по своему спектральному составу к излучению абсолютно черного тела.

Экспериментальные методы определения испускательной способности абсолютно черного тела:

(Рисунок)

Кривые распределения энергии в спектре абсолютно черного тела для различных температур:

$$R_3(T) = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda$$

В 1879г Стефан, анализируя экспериментальные кривые излучения, пришел к выводу что

$$R_3(T) = \sigma T^4$$

Больцман (1884г), исходя из термодинамических соотношений, получил теоретически для потока излучаемой энергии абсолютно черного тела выражение

$$R_3^0(T) = \sigma T^4 \quad (1)$$

Таким образом, заключение, к которому пришел Стефан на основании анализа кривых нечерных тел, оказалось справедливым лишь для абсолютно черных тел.

Соотношение (1) получило название закона Стефана – Больцмана. Экспериментальное значение $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$. Закон Стефана – Больцмана касается лишь интенсивности интегрального излучения абсолютно черного тела и ничего не говорит о его спектральном составе.

Первым исследователем, попытавшимся теоретически определить вид функции $\delta_{\lambda T}$ был В. А. Михельсон (1887г, Москва). Полученная им формула не удовлетворяла опытным данным.

В 1893г Вин теоретически обосновал второй закон излучения абсолютно черных тел. Воспользовавшись кроме термодинамики электромагнитной теорией, он показал, что:

$$\delta_{\lambda, T} = c v^3 f\left(\frac{v}{T}\right), \quad \text{где} \quad (2)$$

c – скорость света, $f(v/T)$ – функция для определения вида которой развитые Вином соображения оказались недостаточными.

$$\text{или} \quad \delta_{\lambda, T} = \frac{c^5}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right)$$

Для определения max этой функции $\frac{\sigma \delta_{\lambda T}}{\sigma \lambda} = 0 \rightarrow$ можно получить

$$T_{\lambda_{\max}} = b = 2,898 \cdot 10^{-3} \quad (3)$$

(3) – закон смещения Вина.

Рэлей и Джинс сделали попытку определить функцию $\varepsilon(\nu, T)$ исходя из теоремы классической статистики о равновесном распределении энергии по степеням свободы. Они предположили, что на каждое электромагнитное колебание приходится в среднем энергия kT : $1/2kT$ – на электрическую, $1/2kT$ – на магнитную энергию волны. Полученные ими выражения для

$$\delta_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} k \frac{T}{\nu}$$

хорошо описывает кривую $\varepsilon(\nu, T)$ лишь при больших длинах волн и резко расходится с опытом для малых длин волн.

(Рисунок)

$$R_{\Sigma} = \int \delta(\nu, T) d\nu \rightarrow \infty$$

Этот результат получил название ультрафиолетовой катастрофы и также находится в противоречии с опытом.

3) Вывод формулы Рэля – Джинса с классической точки зрения является безупречным. Поэтому расхождение этой формулы с опытом, указывало на существование каких-то закономерностей, несовместимых с представлениями классической статистической функции и электродинамики.

В 1900г Планк попытался объяснить в деталях формулу спектра излучения абсолютно черного тела для всех длин волн. Он получил единую формулу, которая правильно воспроизводила весь спектр:

$$r_{\nu, T} = 2\pi \frac{\nu^2}{c^2} \frac{\varepsilon_0}{e^{\varepsilon_0/kT} - 1}; \quad \varepsilon_0 = h\nu \quad (5)$$

Пытаясь обосновать эту формулу, Планк вынужден был сделать совершенно необычное предположение о том, что обмен энергией между излучением и веществом не может происходить непрерывным образом. Планк выдвинул гипотезу о том, что обмен

энергией происходит дискретными порциями, квантами. При этом количество энергии, сопоставляемое кванту с частотой ν ,:

$$\varepsilon_0 = h\nu \quad (6)$$

h – постоянная Планка = $6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж.

Поэтому в каждом кванте “заключено” крайне малое количество энергии. В больших количествах энергии ее дискретная природа незаметна, поскольку небольшое изменение числа квантов оказывается пренебрежимо малым.

С учетом (6) формула Планка для $r_{\nu,T}$ имеет вид:

$$r_{\nu,T} = 2\pi \frac{\nu^3}{c^2} \frac{h}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7)$$

В то время, когда Планк разрабатывал теорию излучения абсолютно черного тела, еще не было прямых экспериментальных доказательств существования квантов излучения; единственное, что говорило в их пользу, это необходимость квантов для объяснения спектра абсолютно черного тела. В результате предложенный Планком метод описания этого спектра большинство физиков того времени восприняло лишь как “ловкий фокус”, не имеющий серьезных научных оснований. В 1900г еще придерживались мнения, что все физические процессы протекают непрерывно и даже сам Планк не шел столь далеко, чтобы предположить квантовую природу всего электромагнитного излучения. Он полагал, что квантовая гипотеза имеет отношение лишь к обмену энергией между излучением и полостью.

Идея Планка пребывала в забвении в течении нескольких лет. Затем ею воспользовался Эйнштейн для объяснения фотоэффекта, он развил эту теорию и постулировал, что все электромагнитное излучение имеет квантовый характер. 1948г Планк – Нобелевская премия.

4) для малых частот $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$

$$e^{h\nu/kT} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 + \dots$$

Подставим полученное выражение в формулу Планка:

$$r_{\nu,T} = 2\pi h \frac{\nu^3}{c^2} \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{kT} - 1} = 2\pi h \frac{\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = 2\pi \frac{\nu^3}{c^2} kT,$$

то есть формула Планка хорошо описывает распределение энергии в области мелких частот теории Рэля – Джинса.

$$R_3(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu, T} d\nu = \int_0^{\infty} 2\pi h \frac{\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu$$

$$x = \frac{h\nu}{kT}; \quad \nu = \frac{kT}{h} x; \quad d\nu = \frac{kT}{h} dx$$

$$R_3(T) = \int_0^{\infty} 2\pi \frac{kT x^3}{h^3 c^2} \frac{1}{e^x - 1} \frac{kT}{h} dx = \frac{2\pi k^4 T^4}{h^3 c^2} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} T^4$$

Подстановка в последнюю формулу численных значений k , h , c дает $\delta = 5,6696 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{град}^4}$, что очень хорошо согласуется с экспериментальным значением.