

II.
PROMIENIOWANIE CIAŁA
DOSKONALE CZARNEGO

1 Promieniowanie powierzchni materialnych

Powierzchnia badanego ciała o dowolnej temperaturze wysyła promieniowanie o wszystkich długościach fali.

Jeżeli zmierzmy energię promieniowania $u(\lambda)$ wysydanego w jednostkowym przedziale długości fali w funkcji długości fali λ , to – dla różnych temperatur T – otrzymamy następujące krzywe:

Własności promieniowania

- Dla każdej temperatury krzywa $u(\lambda)$ dąży do zera dla bardzo małych i bardzo dużych długości fali.
- Każda krzywa $u(\lambda)$ ma jedno maksimum dla pewnej długości fali $\lambda = \lambda_{max}$, przy czym wartość λ_{max} maleje wraz ze wzrostem temperatury.
- Położenie maksimum λ_{max} nie zależy (w przybliżeniu) od rodzaju powierzchni ciała promieniującego.

Uniwersalne własności promieniowania różnych obiektów można otrzymać badając pewne **wzorcowe źródło promieniowania**, zwane **ciałem doskonale czarnym**.

Ciało doskonale czarne definiujemy jako ciało, które całkowicie pochłania padające nań promieniowanie.

Ponadto ciało doskonale czarne posiada następującą ważną własność, zwaną **prawem Kirchhoffa**:

Dla dowolnej długości fali stosunek mocy promieniowania wysydanego przez badaną powierzchnię materialną do mocy promieniowania wysydanego przez powierzchnię doskonale czarną jest równy **współczynnikowi absorpcji** $\alpha(\lambda)$ dla rozważanej długości fali λ .

Jeżeli będziemy znali wartości $\alpha(\lambda)$, to teoria promieniowania powierzchni doskonale czarnej pozwoli nam na opis **promieniowania dowolnej powierzchni**.

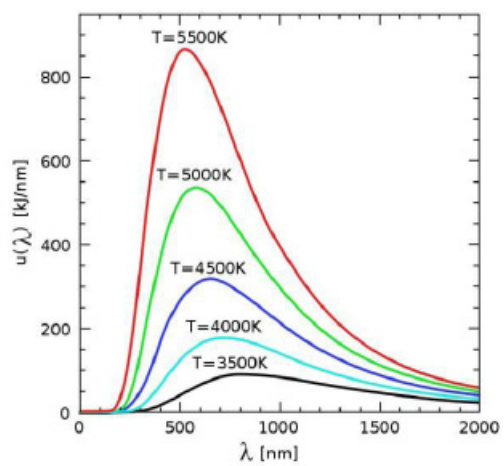
W oparciu o tę własność wyznaczana jest temperatura powierzchni badanego ciała.

Zamiast badać promieniowanie całej powierzchni ciała można obserwować promieniowanie wydobywające się z niewielkiego otworu zrobionego we wnęce o powierzchni utrzymywanej w stałej temperaturze.

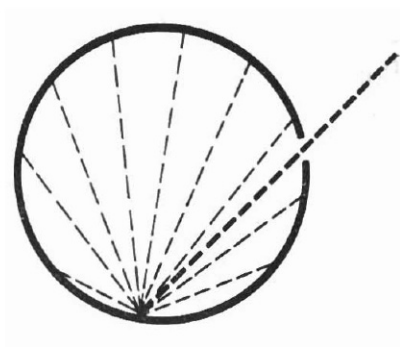
Obserwator, znajdujący się na zewnątrz wnęki, mierzy promieniowanie wydobywające się z małego otworka. Z wnęki wydobywa się przez otwór nieznaczna część promieniowania. Większość promieni wchodzących do wnęki ulega pochłonięciu przez ścianki. Również większość promieniowania wyemitowanego przez ścianki ulega absorpcji.

We wnęce panuje **równowaga pomiędzy emisją i absorpcją promieniowania**.

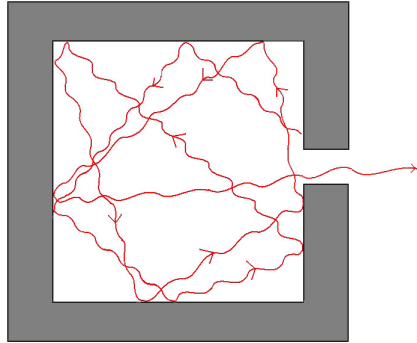
A zatem dla obserwatora na zewnątrz wnęki zachowuje się ona jak **ciało doskonale czarne**.



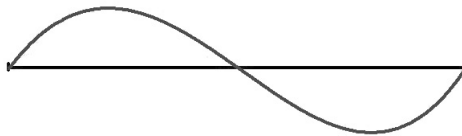
Rysunek 1: Energia promieniowania $u(\lambda)$ wysyłanego przez powierzchnię w temperaturze T przypadająca na jednostkowy przedział długości fali zmierzona w funkcji długości fali λ .



Rysunek 2: Wnęka z otworem jest realizacją ciała doskonale czarnego.



Rysunek 3: Model ciała doskonale czarnego w postaci wnęki sześciiennej.



Rysunek 4: Fala stojąca w kierunku jednej z krawędzi wnęki sześciiennej.

2 Teoria promieniowania ciała doskonale czarnego

Rozważamy promieniowanie elektromagnetyczne, znajdujące się w stanie równowagi termodynamicznej w temperaturze T i zawarte we wnęce sześciiennej o objętości $\Omega = L^3$.

W stanie równowagi we wnęce znajduje się wyłącznie promieniowanie. Układ taki jest **ciałem doskonale czarnym**.

3 Gęstość promieniowania

Ze względu na równowagę procesów emisji i absorpcji promieniowanie elektromagnetyczne wypełnia wnękę w ten sposób, że w każdym kierunku tworzy się fala stojąca.

Oznacza to, że w każdym kierunku w przestrzeni (w kierunku każdej krawędzi wnęki sześciiennej) tworzy się całkowita liczba długości fali.

Dla kierunku x otrzymujemy

$$L = n_x \lambda_x , \tag{1}$$

gdzie $n_x = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Uwaga: znaki \pm odpowiadają falam biegnącym w prawo (lewo).

Odpowiednie warunki dla kierunków y oraz z

$$L = n_y \lambda_y \quad (2)$$

oraz

$$L = n_z \lambda_z, \quad (3)$$

gdzie $n_y, n_z = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Ze związków (1), (2) i (3) otrzymujemy dozwolone wartości wektora falowego \mathbf{k} dla fal stojących we wnętrzu.

Przypomnienie: wektor falowy

$$\mathbf{k} \equiv (k_x, k_y, k_z), \quad (4)$$

gdzie

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}, \quad (5)$$

$$k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}, \quad (6)$$

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}. \quad (7)$$

Zgodnie z (1) dozwolonymi wartościami x -owej składowej wektora falowego są

$$k_x = \frac{2\pi n_x}{L}, \quad (8)$$

gdzie $n_x = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Natomiast

$$k_y = \frac{2\pi n_y}{L} \quad (9)$$

oraz

$$k_z = \frac{2\pi n_z}{L}. \quad (10)$$

Zróżniczkowanie (8) prowadzi do

$$dk_x = \frac{2\pi}{L} dn_x. \quad (11)$$

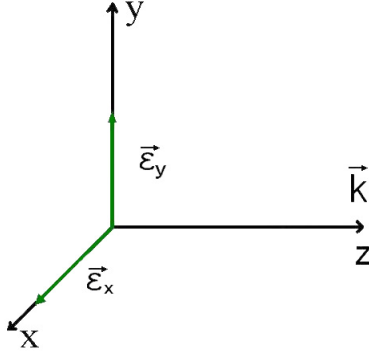
W trzech wymiarach otrzymujemy

$$d^3k = dk_x dk_y dk_z = \frac{(2\pi)^3}{L^3} dn_x dn_y dn_z = \frac{(2\pi)^3}{L^3} d^3n, \quad (12)$$

gdzie $d^3n = dn_x dn_y dn_z$.

Fala elektromagnetyczna jest **falą poprzeczną**.

Fala elektromagnetyczna posiada dwie możliwe polaryzacje poprzeczne drgań pola elektrycznego dla każdego wektora falowego \mathbf{k} .



Rysunek 5: Jeżeli fala elektromagnetyczna rozchodzi się w kierunku z , to drgania wektora elektrycznego odbywają się w kierunkach prostopadłych x i y .

Zatem w celu obliczenia liczby fal wynik otrzymany ze wzoru (12) musimy pomnożyć przez 2.

Liczba fal o wektorach falowych z przedziału \mathbf{k} i $\mathbf{k}+d\mathbf{k}$ na jednostkę objętości wyrażona jest więc wzorem

$$dN_k = \frac{2}{\Omega} d^3 n = \frac{2}{(2\pi)^3} d^3 k, \quad (13)$$

gdzie $\Omega = L^3$ jest objętością wneli, natomiast $d^3 k = \sin \theta d\theta d\phi k^2 dk$ jest elementem objętości w przestrzeni wektora falowego wyrażonym we współrzędnych sferycznych (k, θ, ϕ) .

Obliczymy teraz liczbę fal o wektorach falowym, których końce znajdują się w warstwie kulistej o promieniu (wewnętrzny) k i grubości dk . W tym celu całkujemy wyrażenie (13) po kątach θ i ϕ .

W wyniku całkowania funkcji niezależnej od kątów otrzymujemy stałą równą 4π .

Uwaga: 4π jest wartością pełnego kąta bryłowego.

Całkowanie po kątach wyrażenia (13) prowadzi do liczby fal niezależnej od kątów

$$\begin{aligned} dN &= \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{2}{(2\pi)^3} k^2 dk \\ &= 2 \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} = \frac{k^2}{\pi^2} dk. \end{aligned} \quad (14)$$

Uwaga: $4\pi k^2 \times dk$ jest objętością powłoki kulistej o promieniu (wewnętrznym) k i grubości dk .

Korzystamy ze związku

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{c\tau}, \quad (15)$$

gdzie c jest prędkością rozchodzenia się fali, a τ jest okresem drgań.

Wprowadzamy **częstotliwość drgań** $\nu = 1/\tau$ i otrzymujemy

$$k = \frac{2\pi\nu}{c}. \quad (16)$$

Wyrażamy liczbę fal dN (14) jako funkcję częstotliwości

$$dN = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu. \quad (17)$$

Gęstość promieniowania definiujemy jako liczbę fal (17) przypadającą na jednostkowy przedział częstotliwości, czyli

$$g(\nu) \stackrel{def}{=} \frac{dN}{d\nu}. \quad (18)$$

Ze wzorów (17) i (18) otrzymujemy wzór na **gęstość promieniowania** w funkcji częstotliwości ν

$$g(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}. \quad (19)$$

4 Fotony

Wprowadzamy **kwantowy opis promieniowania**.

Promieniowanie zamknięte we wnęce traktujemy jako **układ nieoddziaływających fotonów**, czyli gaz doskonały złożony z cząstek, z których każda scharakteryzowana jest wektorem falowym \mathbf{k} i częstotliwością ω .

Przypomnienie:

Związek pomiędzy **częstotliwością** ω i częstotliwością ν drgań

$$\omega = 2\pi\nu.$$

Stała Plancka

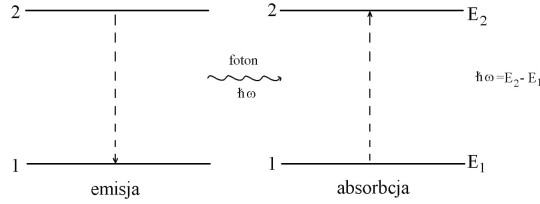
$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{Js} \quad (20)$$

Wymiar stałej Plancka

$[h] = \text{energia} \times \text{czas} = \text{działanie} = \text{moment pędu}$

Energia fotonu

$$E = h\nu. \quad (21)$$



Rysunek 6: Kwantowy obraz równowagi procesów emisji i absorpcji.

Inaczej

$$E = \hbar\omega , \quad (22)$$

gdzie $\hbar = h/(2\pi)$.

Pęd fotonu

$$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} \quad (23)$$

Obliczymy teraz średnią liczbę fotonów we wnętrzu.

W gazie fotonowym jest $n = n_{\mathbf{k}}$ fotonów o wektorze falowym \mathbf{k} i częstotliwości $\omega = \omega_{\mathbf{k}}$.

Zgodnie z podstawową zasadą mechaniki statystycznej prawdopodobieństwo $P(E_n)$ tego, że promieniowanie we wnętrzu o temperaturze T posiada energię $E_n = n\hbar\omega = nh\nu$ dane jest wzorem

$$P(E_n) = C e^{-\beta E_n} , \quad (24)$$

gdzie $\beta = 1/(k_B T)$, a C jest stałą normującą prawdopodobieństwo zdarzenia pewnego do 1.

Stała Boltzmana $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$.

Dygresja

Rozkład prawdopodobieństwa (24) można przepisać jako

$$P(E) = C e^{-E/(k_B T)} . \quad (25)$$

Rozkład ten oznacza, że prawdopodobieństwo znalezienia cząstki o energii E maleje eksponencjalnie wraz ze wzrostem energii, natomiast rośnie wraz ze wzrostem temperatury T .

Podobny rozkład cząstek otrzymujemy ze **wzoru barometrycznego**.

Przypomnienie:

$$n = n_0 e^{-mgh/(k_B T)} , \quad (26)$$

gdzie n i n_0 są liczbami cząsteczek powietrza na jednostkę objętości: n jest liczbą cząsteczek o masie m na wysokości h nad powierzchnią Ziemi, natomiast n_0 jest liczbą tych cząsteczek na wysokości $h = 0$, g jest przyspieszeniem ziemskim.

We wzorze barometrycznym (26)

$$mgh = E_{pot}$$

jest energią potencjalną cząsteczki w polu grawitacyjnym Ziemi. Wzór ten można zapisać jako

$$n = n_0 e^{-E_{pot}/(k_B T)} . \quad (27)$$

\Rightarrow Podobieństwo rozkładów (25) i (27).

Koniec dygresji.

Stałą C znajdujemy z warunku unormowania prawdopodobieństwa (24) w sposób następujący:

$$\sum_{n=0}^{\infty} P(E_n) = C \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta E_n} = 1 . \quad (28)$$

A zatem

$$C = \frac{1}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta E_n}} . \quad (29)$$

Końcowy wzór na prawdopodobieństwo ma postać

$$P(E_n) = \frac{e^{-\beta E_n}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta E_n}} . \quad (30)$$

Wzór (30) podaje prawdopodobieństwo występowania we wnętrzu n fotonów o całkowitej energii $E_n = n\hbar\omega$ w temperaturze T .

Średnią liczbę fotonów o energii $h\nu$ we wnętrzu w temperaturze T obliczamy wg. wzoru

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n P(E_n) = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-n\beta h\nu}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\beta h\nu}} . \quad (31)$$

Obliczamy średnią (31).

Wprowadzamy oznaczenie $x = e^{-\beta h\nu}$. Ponieważ $x < 1$, obliczamy mianownik jako sumę szeregu geometrycznego

$$M = \sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x} . \quad (32)$$

Natomiast licznik obliczamy następująco:

$$L = \sum_{n=0}^{\infty} n x^n = x \frac{d}{dx} \left(\sum_{n=0}^{\infty} x^n \right) = x \frac{dM}{dx} = \frac{x}{(1-x)^2} . \quad (33)$$

A zatem

$$\langle n \rangle = \frac{x}{1-x} = \frac{e^{-\beta h\nu}}{1-e^{-\beta h\nu}}. \quad (34)$$

Ostatecznie

$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{\beta h\nu} - 1}. \quad (35)$$

Otrzymaliśmy w ten sposób **funkcję rozkładu Bosego-Einsteina**, która określa średnią liczbę fotonów o energii $h\nu$ w gazie fotonowym w równowadze termodynamicznej w temperaturze T .

5 Gęstość energii promieniowania

Średnią energię promieniowania o częstotliwości ν obliczamy jako

$$\langle E \rangle = h\nu \langle n \rangle = \frac{h\nu}{e^{\beta h\nu} - 1}. \quad (36)$$

Gęstość energii promieniowania (gęstość fotonów) o częstotliwości ν jest równa energii promieniowania ciała doskonale czarnego na jednostkę objętości i jednostkowy przedział częstotliwości, czyli

$$\varrho(\nu) = \langle E \rangle g(\nu). \quad (37)$$

Otrzymujemy stąd **wzór Plancka**

$$\varrho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1}. \quad (38)$$

Należy zauważyć, że ϱ posiada wymiar Jsm^{-3} .

6 Konsekwencje wzoru Plancka

(1) Wzór Plancka (38) podaje **dokładny opis wyników eksperymentalnych** dla promieniowania ciała doskonale czarnego (Rubens & Kurlbaum, 1901).

(2) **Rozkład Plancka w funkcji długości fali** otrzymujemy na podstawie do wzoru (38) $\nu = c/\lambda$

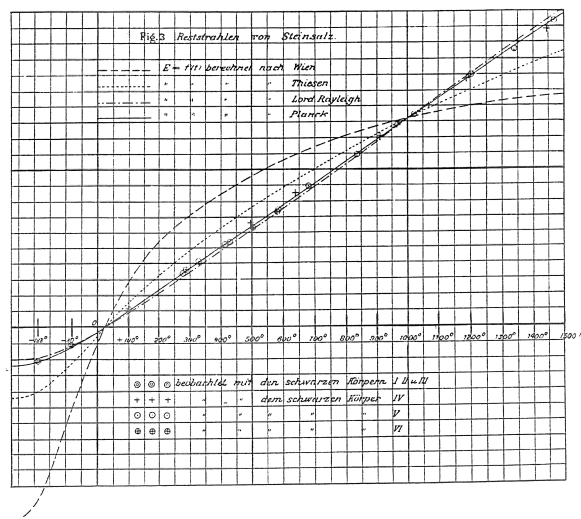
$$\varrho(\nu)d\nu = \tilde{\varrho}(\lambda)d\lambda. \quad (39)$$

Otrzymujemy stąd

$$\tilde{\varrho}(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1}. \quad (40)$$

Gęstość energii promieniowania $\tilde{\varrho}(\lambda)$, występująca we wzorze (40), posiada wymiar Jm^{-4} . Rozkład Plancka (38) można przepisać jako

$$\tilde{\varrho}(\lambda) = \frac{C_1}{\lambda^5} \left(e^{C_2/\lambda T} - 1 \right)^{-1}, \quad (41)$$



Rysunek 7: Wyniki oryginalnej pracy Rubensa i Kurlbauma (1901).

gdzie $C_1 = 8\pi hc = 1.2645 \times 10^{-25}$ Jm, a $C_2 = hc/k_B = 1.4388 \times 10^{-2}$ K \times m.

(3) Ze wzoru Plancka (40) obliczamy **całkowitą energię emitowaną przez ciało doskonale czarne**

$$U = \int_0^{\infty} \tilde{\varrho}(\nu) d\nu. \quad (42)$$

W wyniku całkowania otrzymujemy

$$U = \sigma T^4. \quad (43)$$

Jest to **prawo Stefana-Boltzmann**.

We wzorze (43) występuje **stała Stefana-Boltzmann**

$$\sigma = \frac{8\pi^5 k_B^4}{15c^3 h^3}. \quad (44)$$

(4) **Prawo Rayleigha-Jeansa**

Dla wysokich temperatur, czyli dla $k_B T \gg h\nu$, wzór Plancka prowadzi do rozkładu

$$\varrho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T. \quad (45)$$

Jest to prawo promieniowania, które opisuje rozkład promieniowania ciała o wysokiej temperaturze.

(5) **Prawo Wiena**

Dla wysokich częstotliwości, czyli dla $h\nu \gg k_B T$, otrzymujemy z rozkładu Plancka (38) **prawo Wiena**

$$\varrho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-h\nu/k_B T}. \quad (46)$$

(6) Położenie maksimum wypromieniowanej energii

Długość fali odpowiadająca maksimum wypromieniowanej energii

$$\lambda_{max} = 0.2014 \frac{hc}{k_B T}. \quad (47)$$

Podanie przez **Maxa Plancka (1900)** wzoru na rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego dało **początek fizyce kwantowej**.

7 Podstawy fizyczne pirometrii: promieniowanie termiczne dowolnej powierzchni

Promieniowanie może być opisywane za pomocą różnych (proporcjonalnych do siebie) wielkości. Na tym wykładzie charakteryzujemy promieniowanie używając **mocy promieniowania**.

Moc promieniowania P zdefiniowana jest jako **energia ΔE promieniowania (padającego, pochłoniętego, wysyłanego)** przez rozważaną powierzchnię w jednostce czasu, czyli

$$P = \frac{\Delta E}{\Delta t}. \quad (48)$$

Innymi wielkościami opisującymi promieniowanie są:

- **strumień energii promieniowania ϕ** , który jest innym określeniem mocy promieniowania, czyli

$$\phi \equiv P. \quad (49)$$

- **natężenie promieniowania I**

$$I = \frac{\Delta\phi}{\Delta S}, \quad (50)$$

gdzie ΔS jest powierzchnią prostopadłą do kierunku rozchodzenia się promieniowania.

Uwaga: Wymiarem strumienia (mocy) promieniowania jest $\text{J/s} = \text{W}$, a wymiarem natężenia promieniowania jest $\text{J s}^{-1}\text{m}^{-2} = \text{Wm}^{-2}$.

Współczynnik absorpcji $\alpha(\lambda)$ definiujemy jako

$$\alpha(\lambda) = \frac{P_{abs}(\lambda)}{P_{pad}(\lambda)}, \quad (51)$$

gdzie $P_{abs}(\lambda)$ jest mocą promieniowania o długości fali λ pochłoniętego przez badaną powierzchnię, a $P_{pad}(\lambda)$ jest mocą promieniowania o tej długości fali padającego na tę powierzchnię.

Dowolne badane ciało na ogół nie jest ciałem doskonale czarnym. Często nazywane jest **ciałem rzeczywistym**.

Ciało rzeczywiste pochłania jedynie część padającego nań promieniowania. Reszta promieniowania zostaje odbita, przepuszczona lub rozproszona.

Własność tę opisujemy za pomocą współczynnika absorpcji (51), który dla ciała rzeczywistego spełnia nierówności

$$0 < \alpha(\lambda) < 1 . \quad (52)$$

Ciało doskonale czarne pochłania całkowicie padające promieniowanie, a zatem dla ciała doskonale czarnego

$$\alpha(\lambda) = 1 .$$

Ponadto ciało doskonale czarne całkowicie emituje pochłonięte promieniowanie, co wyrażamy w postaci warunku równowagi emisji i absorpcji

$$P_{em,cz} = P_{abs,cz} = P_{pad} , \quad (53)$$

który zachodzi dla każdej długości fali λ .

Ciało rzeczywiste również emituje całe pochłonięte promieniowanie jednak pod warunkiem, że promieniowanie jest jedynym sposobem wymiany energii ciała z otoczeniem, a temperatura T badanego ciała i jego otoczenia jest jednokowa.

Jeżeli w ciele rzeczywistym nie zachodzi luminescencja pod wpływem pochłoniętego promieniowania, to dla każdej długości fali

$$P_{em,rz}(\lambda, T) = P_{abs,rz}(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T)P_{pad}(\lambda) . \quad (54)$$

Ciało rzeczywiste absorbuje i emituje jedynie część mocy padającego promieniowania.

Na podstawie własności (53) i (54) otrzymujemy związek pomiędzy mocą promieniowania $P_{em,rz}$ emitowanego przez ciało rzeczywiste a mocą promieniowania emitowanego przez ciało doskonale czarne

$$P_{em,rz}(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T)P_{em,cz}(\lambda, T) . \quad (55)$$

Związek ten nazywamy **prawem Kirchoffa**.

Jeżeli ciało rzeczywiste o temperaturze T emituje w zakresie długości fal $\lambda, \lambda + \Delta\lambda$ promieniowanie o tej samej mocy, co ciało doskonale czarne o temperaturze T_{cz} , to mówimy, że ciało rzeczywiste posiada **temperaturę czarną** T_{cz} .

Pomiędzy tymi temperaturami zachodzi związek

$$T_{cz} \leq T .$$

Temperaturę czarną określamy za pomocą równości

$$P_{em,rz}(\lambda, T) = P_{em,cz}(\lambda, T_{cz}) . \quad (56)$$

Z równości lewych stron w równaniach (55) i (56) wynika związek

$$P_{em,cz}(\lambda, T_{cz}) = \alpha(\lambda, T)P_{em,cz}(\lambda, T) . \quad (57)$$

Ze względu na słabą zależność współczynnika absorpcji od temperatury

$$\alpha(\lambda, T) \simeq \alpha(\lambda, T_{cz}) ,$$

a zatem we wzorze (57) możemy przyjąć, że $\alpha(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T_{cz})$, co prowadzi do związku

$$P_{em,cz}(\lambda, T_{cz}) = \alpha(\lambda, T_{cz})P_{em,cz}(\lambda, T) . \quad (58)$$

Po przekształceniu otrzymujemy z (58)

$$\frac{P_{em,cz}(\lambda, T_{cz})}{P_{em,cz}(\lambda, T)} = \alpha(\lambda, T_{cz}) . \quad (59)$$

We wzorze tym mamy do czynienia z mocą promieniowania ciała doskonale czarnego $P_{em,cz}$, co pozwala nam na zastosowanie prawa Plancka (40).

W prawie Plancka (40) występuje gęstość energii promieniowania przypadająca na jednostkę długości fali, czyli

$$\tilde{q}(\lambda, T) = \frac{\Delta E_{em,cz}(\lambda, T)}{\Delta\Omega\Delta\lambda} , \quad (60)$$

gdzie $\Delta E_{em,cz}(\lambda)$ jest energią emitowaną przez ciało doskonale czarne o temperaturze T na jednostkę objętości ciała i na jednostkowy przedział długości fali. Wzór (60) można zapisać za pomocą mocy $P_{em,cz}(\lambda, T)$ promieniowania emitowanego przez ciało doskonale czarne jako

$$\tilde{q}(\lambda, T) = \frac{P_{em,cz}(\lambda, T)\Delta t}{\Delta\Omega\Delta\lambda} . \quad (61)$$

Otrzymujemy stąd

$$P_{em,cz}(\lambda, T) = \tilde{q}(\lambda, T)\Delta\Omega\Delta\lambda/\Delta t . \quad (62)$$

Podstawiając (40) i (62) do (59) otrzymujemy

$$\frac{e^{C_2/\lambda T} - 1}{e^{C_2/\lambda T_{cz}} - 1} = \alpha(\lambda, T_{cz}) . \quad (63)$$

Wzór (63) jest podstawowym wzorem służącym do wyznaczania nieznannej temperatury T ciała rzeczywistego z wykorzystaniem znanej temperatury ciała doskonale czarnego T_{cz} i współczynnika absorpcji $\alpha(\lambda, T_{cz})$.

Jeżeli $\alpha \simeq 1$, to wzór (63) można przepisać w przybliżonej postaci jako

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{cz}} + \frac{\lambda}{C_2} \ln \alpha(\lambda, T_{cz}) . \quad (64)$$



Rysunek 8: Pomiar temperatury lawy wulkanicznej.

8 Zastosowanie prawa promieniowania Plancka

Pirometria

Pirometria jest metodą bezdotykowego mierzenia temperatury badanego obiektu.

Przyrząd do bezdotykowego mierzenia temperatury to **pirometr**.

Pirometr mierzy temperaturę ciała bez jego dotykania za pomocą analizy promieniowania tego ciała.

Przykłady zastosowania pirometrów

Komentarz

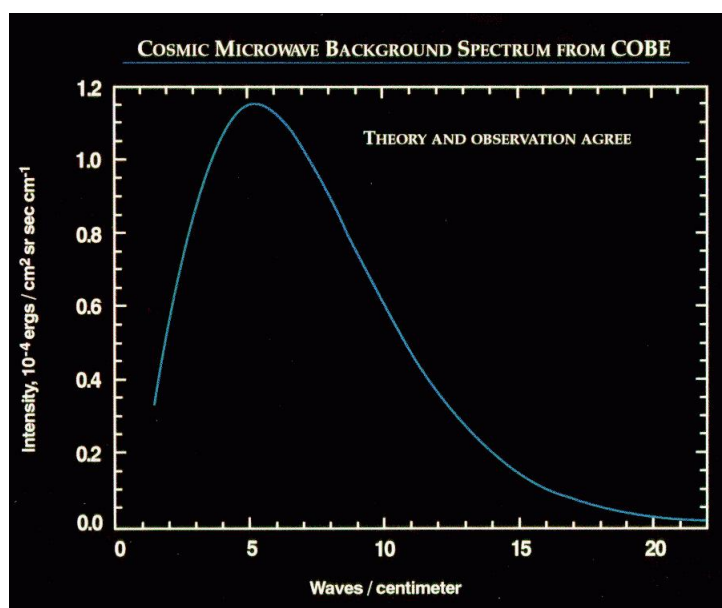
Mikrofalowe promieniowanie tła (promieniowanie reliktowe) jest pozostałością po wczesnej fazie ewolucji Wszechświata. Wypełnia ono cały Wszechświat w sposób (prawie) jednorodny i prawie nie oddziałuje z cząstkami. Rozkład energii tego promieniowania bardzo dobrze zgadza się z widmem promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 2.725 K.

Maksimum gęstości energii występuje dla promieniowania o długości fali 1.1 mm, czyli dla promieniowania mikrofalowego.

⇒ **Uniwersalność prawa promieniowania Plancka.**



Rysunek 9: Pomiar temperatury pieca hutniczego.



Rysunek 10: Rozkład gęstości energii promieniowania tła w kosmosie.