Zobaczyć niewidzialne
(czyli bezdotykowy pomiar temperatury)

Wiera OLIFERUK *

Michał KORCH **

Istnieje wiele ciał emitujących światło. Zwykle światłem nazywamy fale elektromagnetyczne w zakresie widzialnym. Jest to niewielki przedział długości fal rozciągający się od około 0,4 do 0,7 µm.

Barwa świecącego ciała zależy od jego temperatury. Łatwo można się o tym przekonać, obserwując barwę spinacza ogrzewanego w płomieniu kuchenki gazowej. W miarę wzrostu temperatury zaczyna on świecić ciemnoczerwono, potem nawet żółto. W miarę wzrostu temperatury spinacz nie tylko zmienia swoją barwę, ale także świeci coraz intensywniej. Ciała najsłabiej nagrzane świecą ciemnoczerwono. Zatem można przypuszczać, że ciała jeszcze chłodniejsze emitują promieniowanie podczerwone. Promieniowanie, które odczuwa ręka zbliżona do gorącego pieca lub kaloryfera, jest niewidoczne. Gdyby nasz zmysł wzroku reagował na podczerwień, jak oczy niektórych zwierząt, wówczas moglibyśmy powiedzieć, że ciała mniej nagrzane świecą „barwą podczerwoną". Zwierzęciem, którego przedział widzenia jest przesunięty w stronę ultrafioletu, jest pszczoła (zobacz rysunek 1 na tylnej okładce).

Energia, którą emituje dane ciało, nie może się wziąć znikąd. Na przykład, w żarówce światło powstaje kosztem energii prądu elektrycznego, przepływającego przez włókno żarówki. Jednym z możliwych źródeł energii emitowanej przez promieniujące ciało jest padające na nie promieniowanie. Jeśli temperatura ciała promieniującego jest taka, jak temperatura otoczenia, to ciało jest w równowadze termodynamicznej z otoczeniem. Okazuje się, że w stanie równowagi między tym, co ciało emituje i tym, co absorbuje, zachodzi ścisła relacja.

Dla scharakteryzowania widmowego rozkładu promieniowania równowagowego wprowadzono pojęcie zdolności emisyjnej ciała $E(\lambda, T)$, którą definiujemy jako energię fal elektromagnetycznych o długości fali λ emitowanych w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni ciała ogrzanego do temperatury T, $E(\lambda, T) = \frac{\Delta W_e}{\Delta\lambda}$, gdzie ΔW_e to energia promieniowania elektromagnetycznego wysyłanego w ciągu jednostki czasu z jednostki powierzchni ciała w przedziale długości fali od λ do $\lambda + \Delta\lambda$.

Zdolność absorpcyjna ciała określa, jaka część energii fali elektromagnetycznej o długości fali zawartej w przedziale fali od λ do $\lambda + \Delta\lambda$, padającej w jednostce czasu na jednostkę powierzchni ciała, zostaje pochłonięta, $A(\lambda, T) = \frac{\Delta W_e}{\Delta W}$.

Zagadnienie promieniowania ciał w stanie równowagi było przedmiotem wielu badań. Pierwszym, który uzyskał tu prawo ilościowe, był niemiecki fizyk, Gustav Robert Kirchhoff (1824–1887). Głosi ono, że dla każdego ciała stosunek zdolności emisyjnej tego ciała do zdolności absorpcyjnej nie zależy od jego natury; jest funkcją jedynie długości fali i temperatury, $\frac{E(\lambda,T)}{A(\lambda,T)} = \varepsilon(\lambda, T)$. Prawo to nazwano prawem Kirchhoffa.

Przedmiot, który pochłaniałby fale elektromagnetyczne o dowolnej długości i niczego by nie odbijał, nazywamy *ciałem doskonale czarnym*. Dobry model ciała doskonale czarnego nosimy ze sobą. Jest nim źrenica oka. Zdolność absorpcyjna ciała doskonale czarnego, zgodnie z jego definicją, jest równa jedności dla każdej wartości temperatury i każdej długości fali. Wynika stąd ważny wniosek, że owa uniwersalna funkcja $\varepsilon(\lambda, T)$ jest równa zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego i, co więcej, funkcja ta nie zależy od tego, w jaki sposób sporządzimy ciało czarne! Oczywiście, ciał doskonałych w przyrodzie nie ma, ale zawsze możemy znaleźć w przyrodzie takie, które w dobrym przybliżeniu spełnia warunki ciała doskonale czarnego.

Zależność zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego o danej temperaturze od długości emitowanej fali ma maksimum. Doświadczalne badania promieniowania ciała doskonale czarnego dla różnych wartości temperatury

Rozwiązanie zadania F 653.
Niech W oznacza pracę wykonaną nad układem, czyli energię pobraną ze źródeł zewnętrznych, a Q ciepło odebrane z chłodzonego ciała, oba podczas jednego cyklu. Z zasady zachowania energii ciepło przekazane do otoczenia to $Q + W$. Chłodnica jest idealna, więc zmiana entropii podczas cyklu wynosi 0.

$$\Delta S = \frac{Q+W}{T_1} - \frac{Q}{T} = 0,$$

czyli

$$Q = W\,\frac{T}{T_1 - T}.$$

W niewielkim czasie Δt chłodnica pobiera energię $P\,\Delta t$. Jeśli oznaczymy przez ΔT zmianę temperatury chłodzonego ciała w czasie Δt, to mamy z powyższego równania

$$-C\Delta T = P\,\Delta t\,\frac{T}{T_1 - T},$$

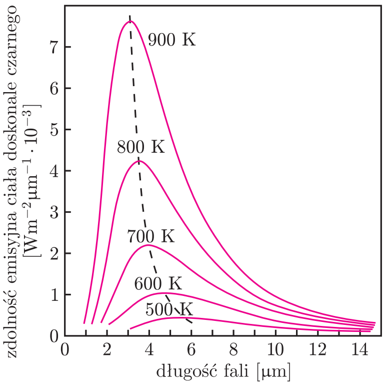
a więc

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = -\frac{PT}{C(T_1 - T)}.$$

Wartość bezwzględna tej funkcji maleje od nieskończoności dla $T = T_1$ do 0 dla $T = 0$, tzn. chłodzenie zachodzi coraz wolniej, mimo stałej mocy i pojemności cieplnej ciała.

* Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

** student Wydziału Matematyki, Informatyki i Mechaniki Uniwersytetu Warszawskiego



wykazały, że wraz z jej wzrostem owo maksimum przesuwa się w stronę krótszych fal (rysunek obok). Fakt ten wyraża tzw. prawo przesunięć Wiena, głoszące, że $\lambda_m = \frac{b}{T}$, gdzie $b = 2{,}898 \cdot 10^{-3}$ m $\cdot$ K. Nazwa prawa pochodzi od nazwiska wybitnego fizyka niemieckiego, laureata Nagrody Nobla, Wilhelma Wiena (1864–1928). Łatwo stwierdzić, że maksimum zdolności emisyjnej dla wartości temperatury, z którymi spotykamy się w codziennym życiu, odpowiada zakresowi promieniowania podczerwonego.

Pole powierzchni pod krzywą $\varepsilon(\lambda, T)$, odpowiadające danej temperaturze, jest równe zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego w całym zakresie długości fal. Wykorzystując dostępne pod koniec XIX wieku wyniki eksperymentalne, austriacki fizyk Josef Stefan wykazał, że całkowita zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego wynosi: $\varepsilon(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\lambda, T)\mathrm{d}\lambda = \sigma T^4$, gdzie stała $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^2K^4}}$ jest zwana stałą Stefana.

Inny wielki fizyk austriacki, Ludwig Boltzmann, wyprowadził powyższą zależność z praw termodynamiki i elektrodynamiki. Stąd nosi ona obecnie nazwę prawa Stefana–Boltzmanna.

Zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego jest więc jednoznaczną funkcją temperatury! To stanowi podstawę bezdotykowego pomiaru temperatury, zasadę pracy termografu – sztucznego oka, które „widzi” w podczerwieni. Mierząc powierzchniowy rozkład mocy promieniowania podczerwonego ciała doskonale czarnego, można wyznaczyć rozkład temperatury na jego powierzchni. Sercem sztucznego oka jest detektor (czujnik) promieniowania podczerwonego. Jest to przetwornik, który pochłania energię tego promieniowania i zamienia ją na sygnał elektryczny. Sygnał elektryczny na wyjściu detektora można wzmocnić i za pomocą przetwornika analogowo-cyfrowego przekształcić tak, że na ekranie komputera otrzymamy rozkład mocy promieniowania podczerwonego emitowanego przez badaną powierzchnię.

Zwykle jednak badanym obiektem jest ciało rzeczywiste, ciało, które nie tylko emituje i pochłania promieniowanie elektromagnetyczne, ale także je odbija i przepuszcza. Dla badanej powierzchni o danej temperaturze zależność między wielkościami charakteryzującymi zjawiska odbicia, pochłaniania i transmisji padającego na nią promieniowania elektromagnetycznego, w warunkach równowagi termodynamicznej, jest następująca: $\theta_\lambda + \varsigma_\lambda + \tau_\lambda = 1$, gdzie θ_λ, ς_λ, τ_λ – odpowiednio stosunki mocy promieniowania o długości fali λ: odbitego od powierzchni ciała, pochłoniętego i przechodzącego przez ciało, do mocy promieniowania o takiej samej długości fali padającego na powierzchnię. Dla ciał nieprzezroczystych $\tau_\lambda = 0$, więc $\theta_\lambda = 1 - \varsigma_\lambda$.

Zgodnie z prawem Kirchhoffa $\varsigma_\lambda = \kappa_\lambda$, gdzie: κ_λ – emisyjność, definiowana jako stosunek mocy promieniowania o długości fali λ przez jednostkę powierzchni ciała o określonej temperaturze do mocy promieniowania emitowanego przez jednostkę powierzchni ciała doskonale czarnego o tej samej temperaturze. Zatem $\theta_\lambda = 1 - \kappa_\lambda$

W pomiarach temperatury przyjmuje się zwykle wartość średnią emisyjności κ dla zakresu fal, na które reaguje dany termograf. Sygnał na jego wyjściu podczas skanowania powierzchni ciała rzeczywistego, nieprzezroczystego dla fal podczerwonych, wynosi: $s = \kappa_\lambda f(T_0) + (1-\kappa) f(T_0)$, gdzie $f(T_0)$ to sygnał wywołany promieniowaniem ciała doskonale czarnego o temperaturze T_0, $f(T_a) = I_a$ – sygnał wywołany promieniowaniem ciała doskonale czarnego o temperaturze otoczenia.

Mając krzywą kalibracji $f(T)$ (to znaczy zależność sygnału na wyjściu termografu od temperatury ciała doskonale czarnego), znając temperaturę otoczenia T_a oraz emisyjność κ badanej powierzchni, można wyznaczyć na niej rozkład temperatury. Zaletą metody pomiaru temperatury opartej na detekcji promieniowania podczerwonego jest krótki czas odpowiedzi detektora oraz to, że układ pomiarowy nie zakłóca badanego pola temperatury.

Rozwiązanie zadania F 654.
Najniższa temperatura, do której może ochłodzić ciało chłodnica, to taka, przy której ciepło odbierane przez chłodnicę w jednostce czasu będzie dokładnie równe ciepłu przenikającemu przez izolację. Korzystając ze wzoru z rozwiązania zadania F 653 możemy zapisać ten warunek jako

$$\kappa(T_1 - T)\,\Delta t = P\,\Delta t\,\frac{T}{T_1 - T},$$

czyli

$$T^2 - T\left(2T_1 + \frac{P}{\kappa}\right) + T_1^2 = 0,$$

a stąd

$$T = T_1 - \tfrac{1}{2}\left(\sqrt{\tfrac{P}{\kappa}\left(4T_1 + \tfrac{P}{\kappa}\right)} - \tfrac{P}{\kappa}\right) = T_1\left(\frac{\sqrt{1+\frac{4\kappa T_1}{P}}-1}{\sqrt{1+\frac{4\kappa T_1}{P}}+1}\right)$$

(drugi pierwiastek równania kwadratowego jest większy od T_1, więc go odrzucamy).

To wyrażenie, jak łatwo sprawdzić, jest zawsze większe od zera i dąży do zera dla κ dążącego do 0. Tak więc w rzeczywistej sytuacji chłodnica nie jest w stanie obniżyć temperatury ciała do zera absolutnego, choć im izolacja lepsza, tym bardziej się można do niego zbliżyć.