Normalizacja i fizyka środowiska Moduł 1. Promieniowanie słoneczne i atmosfera Ziemi

Instytut Fizyki PŁ 2022

Fotografia z: http://oze.gep.com.pl/energia-sloneczna/

1.1. Opis ilości promieniowania

Strumień promieniowania jest energią emitowaną, transmitowaną lub absorbowaną w jednostkowym czasie. W większości zagadnień z fizyki środowiska jednostką strumienia promieniowania jest wat [W] = [J/s].

Gęstość strumienia promieniowania [W/m²] oznacza strumień promieniowania przypadający na jednostkową powierzchnię.

Irradiancja zwana także *natężeniem promieniowania* lub *intensywnością promieniowania* jest gęstością strumienia promieniowania padającego na powierzchnię. Jeżeli strumień promieniowania dF pada na prostopadłą powierzchnię dS, to irradiancja E jest dana wzorem

$$E = \frac{dF}{dS},\tag{1.1}$$

Stała słoneczna 1370 W/m² (wprowadzona w module "Wprowadzenie") jest nazywana także *całkowitą irradiancją słoneczną* (TSI - ang. *Total solar irradiance*).

Emitancja jest gęstością strumienia promieniowania emitowanego przez powierzchnię.

Opis ilości promieniowania - c.d.

W przypadku promieniowania rozchodzącego się we wszystkich kierunkach ze względnie małego źródła wygodnie jest używać *intensywności promieniowania* [W/sr] (wat/steradian) zdefiniowanej jako strumień promieniowania przypadający na jednostkowy kąt bryłowy.



Rys. 1.1. Geometria promieniowania emitowanego ze źródła punktowego. (źródło: J.L. Monteith, M.H. Unsworth, Princiles of environmental physics, 3-th ed., Fig. 4.2a)

Opis ilości promieniowania - c.d.

Radiancja [W•sr⁻¹•m⁻²] jest zdefiniowana jako strumień energii emitowany w danym kierunku przypadający na jednostkowy kąt bryłowy i podzielony przez pozorną powierzchnię źródła dS•cos ψ widoczną z tego samego kierunku.



Rys. 1.2. Geometria promieniowania emitowanego przez element powierzchni dS [m²], ω [sr] – kąt bryłowy, dF [W] – strumień promieniowania, dI [W/sr] – intensywność promieniowania, ψ [rad] – kąt między wybranym kierunkiem a normalną do powierzchni.
(źródło: J.L. Monteith, M.H. Unsworth, Princiles of environmental physics, 3-th ed., Fig. 4.2b)

Radiancja jest podstawową wielkością radiometryczną – przykładowo rozkład radiancji otrzymuje się podczas obserwacji nieba przez lunetę zbierająca światło z małego kąta bryłowego.

Uwaga: irradiancja ≠ radiancja

związek radiancji z irradiancją

W sytuacji gdy płaska powierzchnia jest otoczona źródłem promieniowania można podać prosty związek między irradiancją powierzchni a radiancją źródła. Rozważmy dysk o jednostkowej powierzchni otoczony półkolistą powłoką, tak dużą, że dysk może być rozważana jako punkt w centrum półkuli (rys. 1.3).



Rys. 1.3. Wyznaczanie irradiancji w środku płaszczyzny równikowej pochodzącej od elementu powierzchni dS leżącego na półkuli o promieniu r.

Rzut jednostkowej powierzchni dysku na kierunek promieniowania to $1 \cdot \cos \beta$, a gęstość strumienia energii emitowanej z powierzchni dS o radiancji L w kierunku dysku, to

 $L dS \cos \beta/r^2$. Aby znaleźć całkowitą irradiancję dysku trzeba scałkować to wyrażenie po całej powierzchni półkuli

$$E = \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{\beta=0}^{\pi/2} L(\beta,\theta) \left(\frac{\cos\beta}{r^2}\right) r^2 \sin\beta \, d\beta \, d\theta.$$
(1.2)

W przypadku gdy radiancja *L* całej powierzchni jest jednakowa otrzymujemy

$$E = \pi L. \tag{1.3}$$

1.2. Promieniowanie ciała doskonale czarnego

Ciało doskonale czarne, to ciało które pochłania całkowicie padające na nie promieniowanie elektromagnetyczne, niezależnie od temperatury tego ciała, kąta padania i widma padającego promieniowania.

Ciało doskonale czarne nie istnieje w rzeczywistości ale jego dobrym przybliżeniem jest mały otwór we wnęce o stałej temperaturze i pokrytej czarną substancją (np. sadzą). Promieniowanie wpadające do wnęki odbija się wielokrotnie od jej ścian i jest niemal całkowicie pochłaniane.



Rys. 1.4. Model ciała doskonale czarnego.

Parametry promieniowania wychodzącego z wnętrza (np. rozkład natężenia w zależności od częstotliwości emitowanego promieniowania) zależą tylko od temperatury wewnątrz wnęki. Słońce można traktować w pierwszym przybliżeniu jako ciało doskonale czarne o temperaturze 5800 K.

Prawo Lamberta

Promieniowanie płaskiej powierzchni ciała doskonale czarnego o jednolitej temperaturze *T* musi wyglądać tak samo niezależnie od kąta obserwacji ψ , tzn. natężenie oraz radiancja promieniowania emitowanego z wycinka powierzchni muszą być niezależne od ψ .



Rys. 1.5. Ilość promieniowania obserwowana przez radiometr R na wycinku dS płaskiej powierzchni ciała doskonale czarnego jest niezależna od Ψ . Stąd wynika prawo Lamberta, według którego strumień promieniowania emitowanego pod kątem ψ do normalnej do powierzchni przypadający na jednostkowy kąt bryłowy i jednostkową powierzchnię *I* [W•sr⁻¹•m⁻²] musi być proporcjonalny do cos ψ

$$I = I_0 \cos \psi \tag{1.4}$$

Analogicznie, gdy wiązka promieniowania pada na powierzchnię ciała doskonale czarnego pod katem ψ do normalnej, gęstość strumienia absorbowanej energii jest proporcjonalna do cos ψ .

Prawo Lamberta jest spełnione dokładnie tylko dla ciała doskonale czarnego

Promieniowanie ciała doskonale czarnego – Prawo Kirchoffa

W stanie równowagi termicznej materii z promieniowaniem elektromagnetycznym stosunek zdolności emisyjnej do zdolności absorpcyjnej jest taki sam dla wszystkich ciał

$$\frac{E(\mathbf{v},T)}{A(\mathbf{v},T)} = \varepsilon(\mathbf{v},T), \qquad (1.5)$$

gdzie:

 $E(v, T) [W/(m^2 \cdot Hz)] - widmowa zdolność emisyjna - natężenie promieniowania o częstotliwości v emitowanego w jednostkowy przedział częstotliwości,$

- A(v, T) [1] widmowa zdolność absorpcyjna zdefiniowana jako część absorbowanego promieniowania o częstotliwości v,
- $\varepsilon(v, T)$ uniwersalna funkcja Kirchhoffa.

W szczególności dla ciała doskonale czarnego A = 1 niezależnie od v i *T*, tak więc z równania (1.5) wynika, że $\varepsilon(v, T)$ jest zdolnością emisyjną ciała doskonale czarnego. Funkcja ta została wyznaczona najpierw eksperymentalnie przy pomocy aparatury złożonej ze spektrometru i termopary.

Przykład 1.1: Gorąca czarna kawa stygnie szybciej niż gorąca woda w tym samym naczyniu.

<u>Przykład 1.2:</u> W całym zakresie temperatur panujących na Ziemi promieniowanie cieplne jest praktycznie ograniczone do pasma od 3 do 100 µm. Większość naturalnych obiektów takich jak gleba, woda, rośliny, a nawet świeży biały śnieg, promieniuje (i emituje) niemal jak ciało doskonale czarne w tym zakresie pasma, natomiast nie jest to prawdą w zakresie światła widzialnego. Przez "promieniuje" rozumiemy tutaj wyłącznie emisję promieniowania, a nie odbicie. (źródło: J.L. Monteith, M.H. Unsworth, Principles of Environmental Physics, 3th ed., Elsevier 2008)

"Katastrofa w nadfiolecie"

Rayleigh i Jeans zaproponowali (przed rozkładem Plancka) rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego wynikający z praw fizyki klasycznej i założenia, że promieniowanie powstaje w wyniku drgań dipoli elektrycznych

$$\varepsilon_{\rm RJ}(\lambda,T) = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} , \qquad (1.6)$$

gdzie $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K jest stałą Boltzmanna, $c = 2,998 \cdot 10^9$ m/s jest prędkością światła.

Dla fal o dużych długościach fal λ prawo to dobrze zgadza się z doświadczeniami i rozkładem Plancka. W zakresie fal krótkich prawo to jest błędne i prowadzi do nieskończonej ilości energii wypromieniowywanej w całym widmie

$$\int_{0}^{\infty} \varepsilon_{\rm RJ}(\lambda,T) d\lambda \to \infty.$$
(1.7)

Niepowodzenie prawa Rayleigha-Jeansa ułatwiło akceptację mechaniki kwantowej. Rozkład Plancka został oparty na postulacie, że energia jest emitowana w dyskretnych porcjach "kwantach" i energia pojedynczego kwantu jest proporcjonalna do częstotliwości promieniowania v:

$$E_{\rm q} = h\nu = hc/\lambda, \qquad (1.8)$$

gdzie $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ J·s jest stałą Plancka.

M1-8

Promieniowanie ciała doskonale czarnego – prawo Plancka

Prawo promieniowania Plancka opisuje <u>w sposób zgodny z doświadczeniem</u> natężenie promieniowania ciała doskonale czarnego przypadające na jednostkowy przedział długości fali:

$$\varepsilon(\lambda,T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc/(k\lambda T)] - 1}.$$
(1.9)



Rys. 1.6. Widmo promieniowania ciała doskonale czarnego.

Wykorzystując związek $\lambda = c/v$ oraz równość natężeń emitowanych w danym wycinku widma

 $\varepsilon(\lambda, T)d\lambda = \varepsilon(\nu, T)d\nu$ można znaleźć prawo Plancka wyrażone w funkcji częstotliwości v

$$\varepsilon(v,T) = \frac{2\pi h v^3}{c^2} \frac{1}{\exp[hv/(kT)] - 1} \,. \quad (1.10)$$

Gęstość energii promieniowania

Gdyby strumień energii rozchodził się w jednym kierunku z prędkością c, to

 $\varepsilon(v, T) = c u(v, T),$

gdzie $\varepsilon(v, T)$ [W/(m²•Hz)] jest widmową zdolnością emisyjną,

u(v, T) [J/(m³•Hz)] jest widmową gęstością energii promieniowania.

Wewnątrz ciała doskonale czarnego promieniowanie rozchodzi się jednak we wszystkich kierunkach, należy więc wziąć pod uwagę widmowy strumień energii rozłożony po kącie bryłowym 4π . Rozważmy elementarny wycinek powierzchni wnęki. Gęstość strumienia promieniowania wysyłanego przez tą powierzchnię w pewien kąt bryłowy $d\Omega$ nachylony pod kątem płaskim β do normalnej do powierzchni

$$d\varepsilon(\mathbf{v},T) = c \ u(\mathbf{v},T)\cos(\beta)\frac{d\Omega}{4\pi},\tag{1.11}$$

gdzie stosując współrzędne sferyczne jak na rys. 1.3, kąt bryłowy $d\Omega = \sin \beta d\beta d\theta$. Gęstość strumienia promieniowania wysyłanego przez tą powierzchnię we wszystkich kierunkach (w praktyce tylko kierunkach zawartych w półkuli)

$$\varepsilon(\mathbf{v},T) = \frac{c \, u(\mathbf{v},T)}{4\pi} \int_{\theta=0}^{2\pi} d\theta \int_{\beta=0}^{\pi/2} \cos\beta \sin\beta \, d\beta,$$
$$\varepsilon(\mathbf{v},T) = \frac{1}{4} c \, u(\mathbf{v},T) \,. \tag{1.12}$$

Prawo przesunięć Wiena

Wien na podstawie danych doświadczalnych stwierdził (przed wyprowadzeniem rozkładu Plancka), że długość fali λ_m odpowiadająca maksimum zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego w bardzo wąskim przedziale długości fali $\Delta\lambda$ jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury *T* ciała

$$\lambda_{\rm m}T = 2898\,\mu{\rm m}\cdot{\rm K}\,. \tag{1.13}$$

Obecnie prawo przesunięć Wiena można wyprowadzić znajdując długość fali λ_m , dla której rozkład Plancka (1.9) osiąga maksimum

$$\frac{\partial \varepsilon(\lambda, T)}{\partial \lambda} = 0, \qquad \varepsilon(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc/(k\lambda T)] - 1}. \quad (1.14)$$

co prowadzi do równania

$$(5-x)\exp(x) = 5$$
, gdzie $x = \frac{hc}{kT\lambda}$. (1.15)

Rozwiązując równanie (1.15) numerycznie otrzymujemy

$$x \approx 4,9651 \implies \lambda_{\rm m}T = \frac{hc}{kx} \approx 2,898 \cdot 10^{-3} \,\mathrm{m \cdot K}.$$
 (1.16)

Przykład 1.3:

- ➤ dla promieniowania słonecznego T ≈ 5800 K ⇒ $\lambda_{\rm m}$ ≈ 0,50 µm,
- ➤ dla promieniowania powierzchni Ziemi *T* ≈ 288 K ⇒ $\lambda_m \approx 10 \mu m$.

Prawo Stefana-Boltzmanna

Policzmy całkowitą gęstość strumienia energii (w jednostkach [W/m²]) promieniowania ciała doskonale czarnego wykorzystując rozkład Plancka w postaci (1.9)

$$I(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\lambda, T) d\lambda, \qquad (1.17)$$

$$I(T) = 2\pi hc^2 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5 \exp[hc/(k\lambda T)] - 1}.$$
 (1.18)

Stąd, wykorzystując gotowy wzór na tzw. całkę konturową

$$\int_{0}^{\infty} \frac{dx}{x^5 \exp(a/x) - 1} = \frac{\pi^4}{15a^4}$$
(1.19)

otrzymujemy

$$I(T) = \sigma T^4, \tag{1.20}$$

gdzie σ jest stałą Stefana Boltzmanna

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,6704 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 T^4}.$$
 (1.21)

Uogólnione prawo Stefana Boltzmanna przewiduje, że promieniowanie dowolnej płaskiej powierzchni o względnej emisyjności $E/\epsilon < 1$ może być zapisane w postaci

$$\Phi = (E/\varepsilon)\sigma T^n, \qquad (1.22)$$

gdzie *n* jest współczynnikiem zależnym od barwy ciała. Dla ciała szarego, którego emisyjność ϵ jest niezależna od długości fali, *n* = 4. M1-12

1.3. Oddziaływanie światła z materią

Zdolność materii do absorpcji i emisji promieniowania elektromagnetycznego jest związana ze zmianami stanów energetycznych cząstek. Fizyka kwantowa przewiduje, że w atomie/cząsteczce możliwe są tylko pewne ustalone orbity elektronowe i częstotliwości oscylacji/rotacji, co odpowiada określonym poziomom energii. Tak więc, zaabsorbowane albo wyemitowane mogą być tylko określone ilości energii i są one takie same podczas absorpcji i emisji. Ponieważ energia fotonu *E* jest związana z długością fali λ zależnością

$$E = h\mathbf{v} = hc/\lambda \tag{1.23}$$

widma emisyjne i absorpcyjne cząsteczek składają się ze skończonej ilości linii spektralnych odpowiadających długościom fal, dla których oddziaływanie jest możliwe i oddzielonych przerwami gdzie nie zachodzi żadne oddziaływanie.

Linie absorpcyjne mogą być związane z następującymi rodzajami wzbudzenia cząsteczki:

elektronowe (przejście elektronu na inny orbital) – większość linii absorpcyjnych w zakresie promieniowania X, UV i światła widzialnego,

➢ rotacyjne (związane z ruchem obrotowym cząsteczki lub jej części) – głównie obszar podczerwieni,

➢ wibracyjne (drgania atomów lub grub atomów w cząsteczce względem siebie) – głęboka podczerwień i mikrofale,

➢ rotacyjno-wibracyne – w złożonych cząsteczkach takich jak CO₂, H₂O, O₃ przejście rotacyjne i wibracyjne zachodzą jednocześnie, odpowiadające im widmo zawiera grupy bardzo blisko położonych linii spektralnych w obszarze podczerwieni. Proste cząsteczki takie jak np. O₂ nie oddziaływują w ten sposób, a więc ich widmo zawiera niewiele linii.

Współczynniki Einsteina

Rozważmy układ o dwóch poziomach energetycznych E_1 i E_2 , które są obsadzone przez odpowiednio N_1 i N_2 atomów lub cząstek. Możliwe są trzy procesy promieniste zachodzące z częstotliwościami proporcjonalnymi do *współczynników Einsteina* A_{12} , B_{12} i B_{21} (rys. 1.7).



Rys. 1.7. Trzy procesy promieniste pomiędzy dwoma poziomami energetycznymi i częstotliwości ich zachodzenia.

Szybkość zmian obsadzenia poziomu 1

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}uN_1 + B_{21}uN_2 + A_{21}N_2.$$
(1.24)

<u>W stanie ustalonym</u> $dN_1/dt = 0$ otrzymujemy widmową gęstość energii promieniowania [J/(m³•Hz)]

$$u(\mathbf{v},T) = \frac{A_{21}}{B_{12}(N_1/N_2) - B_{21}},$$
(1.25)

a obsadzenia poziomów w stanie ustalonym dane są rozkładem Boltzmanna

$$N_1/N_2 = \exp(h\nu/kT).$$
 (1.26)

M1-14

współczynniki Einsteina – ciąg dalszy

$$(1.26) N_1/N_2 = \exp(h\nu/kT) \xrightarrow{u(\nu,T) = \frac{A_{21}}{B_{12}(N_1/N_2) - B_{21}}}, (1.25)$$

W przypadku granicznym $T \to \infty$ musi zachodzić $u(v, T) \to \infty$, zatem mianownik w (1.25) musi dążyć do zera i otrzymujemy

$$B_{12} = B_{21},\tag{1.27}$$

$$u(\mathbf{v},T) = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$
(1.28)

Rozważając kolejny przypadek graniczny $\nu \rightarrow 0$ (czyli $\lambda \rightarrow \infty$) możemy zastosować przybliżenie e(*x*) – 1 = *x*, otrzymując Prawo Rayleigha-Jeansa potwierdzone doświadczalnie dla małych częstotliwości

$$u(v,T) = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{kT}{hv} \quad \text{dla} \quad hv \ll kT, \quad (1.29) \qquad \qquad u(v,T) = \frac{8\pi v^2 kT}{c^3}. \quad (1.30)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8\pi hv^3}{c^3}. \quad (1.31)$$

Podstawiając ostatni związek do (1.25) otrzymujemy wzór Plancka dla widmowej gęstości energii $8\pi hv^3$ 1

$$u(v,T) = \frac{8\pi h v^3}{c^3} \frac{1}{\exp(hv/kT) - 1}.$$
 (1.32)

H. Haken, H.Ch. Wolf, Atomy i kwanty. Wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej, PWN, W-wa 2002. M1-15

Prawo Lamberta-Beera

Prawo Beera (Beera lub Lamberta-Beera-Bouguera) opisuje zanik promieniowania elektromagnetycznego przechodzącego przez homogeniczny ośrodek absorbujący.



Absorpcja promieniowania w cienkiej warstwie ośrodka po przebyciu w nim pewnej drogi x jest proprocjonalna do grubości warstwy dx i do natężenia światła I(x) [W/m²]

$$dI = -k I(x) dx, \qquad (1.33)$$

gdzie k [m⁻¹] jest współczynnikiem absorpcji. Stąd po scałkowaniu otrzymujemy

$$I(x) = I(0) \exp(-kx)$$
. (1.34)

Często używa się także postaci

$$I(l) = I(0) \cdot 10^{-OD}, \qquad (1.35)$$

gdzie *OD* jest **gęstością optyczną** (ang. *optical density*) zdefiniowaną jako

$$OD = \epsilon \, l \, C, \tag{1.36}$$

 ϵ jest współczynnikiem ekstynkcji, *l* długością drogi, a *C* stężeniem substancji.

Współczynnik ekstynkcji ε można powiązać z przekrojem czynnym na absorpcję σ przez pojedynczą cząstkę

$$\epsilon = \frac{\sigma N_A}{2303} = \frac{\pi r^2 P N_A}{2303},$$
(1.37)

gdzie $N_{\rm A} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$,

P – prawdopodobieństwo absorpcji fotonu.

Przykład 1.4:

Chlorofil *a* znajdujący się w liściu dla maksimum absorpcji 680 nm ma współczynnik ϵ rzędu 10^5 [dm³/(mol•cm)], stężenie chlorofilu w liściu około 10^{-3} mol/dm³, a długość drogi światła przechodzącego przez liść wynosi *l*≈0,02 cm. Stąd

$$OD = 10^5 \bullet 10^{-3} \bullet 0,02 = 2,$$

 $I(l) = 0,01 \bullet I(0).$

M1-16

Naturalna szerokość linii spektralnych

Szerokość linii spektralnej spoczywającej i izolowanej od otoczenia cząsteczki nazywana jest *naturalną szerokością linii*. Szerokość ta wynika z zasady nieokreśloności Heisenberga dla energii i czasu

$$\Delta E \ \Delta t \ge \hbar/2, \tag{1.38}$$

gdzie czas Δt może być równy co najwyżej czasowi przebywania cząsteczki w danym stanie wzbudzonym, zaś czas ten zależy od prawdopodobieństwa przejścia atomu z danego stanu do dowolnego innego. Czasy życia elektronowych stanów wzbudzonych są rzędu $10^{-4}...10^{-9}$ s. Dla typowego czasu $\Delta t \approx 10^{-8}$ s przykładowe poszerzenie linii wynosi:

$$\Delta v = \frac{1}{\Delta t} \sim 10^8 \,\mathrm{Hz}\,,\tag{1.39}$$

$$\lambda = \frac{c}{v} \implies \Delta \lambda = \frac{c}{v^2} \Delta v = \frac{\lambda^2}{c} \Delta v \sim 10^{-4} \,\mathrm{nm}, \,\,\mathrm{dla} \,\,\lambda = 500 \,\mathrm{nm}.$$
 (1.40)

Poszerzenie linii spektralnych

- W gazie złożonym z wielu molekuł, linie absorpcyjne i emisyjne są dodatkowo poszerzone:
- 1. **Poszerzenie dopplerowskie** losowy ruch cząsteczki powoduje przesunięcie długości fali fotonu mierzonej względem ruchomej cząsteczki. Połówkowa szerokość dopplerowskiego konturu linii wyraża się wzorem

$$\Delta v = \frac{2v_0}{c} \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{M}} \approx 7,16 \cdot 10^{-7} v_0 \sqrt{\frac{T}{M}},$$
(1.41)

gdzie *T* jest temperaturą w [K], zaś *M* masą cząsteczki. Wnioski:

- ➢ Poszerzenie dopplerowskie zwiększa się ze wzrostem częstotliwości v₀, dlatego linie w czerwonym obszarze widma widzialnego mogą być wyznaczone dokładniej niż w obszarze fioletowym,
- Poszerzenie dopplerowskie odgrywa większa rolę dla lżejszych cząsteczek,
- Poszerzenie dopplerowskie rośnie ze wzrostem temperatury.
- 2. Poszerzenie ciśnieniowe (lub kolizyjne) jedną nazwą określa się wiele mechanizmów związanych ze wzajemnym oddziaływaniem cząsteczek. Przykładowo, niesprężyste zderzenia wzbudzonych atomów mogą skutkować skróceniem czasu życia stanów wzbudzonych, co prowadzi do poszerzenia zgodnie z zasadą Heisenberga. W atmosferze ziemskiej poszerzenie ciśnieniowe jest znaczące dla wysokości poniżej 30 km i prowadzi np. do nakładania się wibracyjno-absorpcyjnych widm CO_2 i H₂O.

1.4. Temperatura Słońca

Temperatura Słońca jest związana z szeregiem parametrów emitowanego promieniowania, co umożliwia wyznaczanie temperatury Słońca kilkoma metodami.

1. Temperatura efektywna wynika z porównania całkowitej mocy promieniowania Słońca z promieniowaniem ciała doskonale czarnego.

$$I_S = \sigma T^4$$
.

Natężenie promieniowania $I_{\rm S}$ [W/m²] bezpośrednio przy powierzchni Słońca można oszacować z bilansu mocy całego promieniowania Słońca

$$4\pi R^2 I_S = 4\pi r^2 S,$$

gdzie $r = 1,496 \cdot 10^{11}$ m jest promieniem orbity Ziemi wokół Słońca, $R = 6,378 \cdot 10^{6}$ m jest promieniem Słonca, S = 1370 W/m² – stała słoneczna ponad atmosferą Ziemi. Stąd:

 $T_{\rm ef} = 5780$ K.

2. Temperatura barwna wynika z porównania przebiegu rzeczywistego widma ciągłego z widmem ciała doskonale czarnego. Dla Słońca $\lambda_m \approx 500$ nm co wg. prawa Wiena daje temperaturę około 5800 K.

3. Temperatura kinetyczna – związana z ruchem termicznym atomów, wyznaczana z obserwacji szerokości linii widmowych.

4. Temperatura wzbudzenia – obserwacja stosunku natężeń linii widmowych z różnych poziomów energetycznych tego samego pierwiastka dostarcza informacji o stosunkach obsadzeń tych poziomów, co przy wykorzystaniu rozkładu Boltzmanna pozwala obliczyć temperaturę.

Temperatury wyznaczone różnymi metodami są rożne, gdyż dotyczą różnych obszarów Słońca, np. widmo ciągłe dotyczy głębszych warstw niż linie absorpcyjne pochodzące od absorpcji światła przez pierwiastki znajdujące się w zewnętrznych warstwach atmosfery Słońca.

1.5. Widmo światła słonecznego

Widmo światła słonecznego ponad atmosferą Ziemi może być podzielone na szereg pasm, przedstawionych w tabeli 1.1, o różnym znaczeniu dla życia.

Długość fali [nm]	Energia [%]
0-200	0,7
200 – 280 (UV-C)	0,5
280 – 320 (UV-B)	1,5
320 – 400 (UV-A)	6,3
400 – 700 (światło widzialne)	39,8
700 – 1500 (bliska podczerwień)	38,8
1500 - ∞	12,4

Tabela 1.1. Rozkład energii w widmie promieniowania słonecznego ponad atmosferą.

Widmo ultrafioletu zostało podzielone na trzy przedziały:

UVA – powoduje opalanie skóry,

UVB – odpowiedzialne za raka skóry,

UVC – potencjalnie najbardziej szkodliwe ale absorbowane niemal całkowicie w atmosferze.

- Fotosynteza jest możliwa dzięki światłu w obszarze widzialnym.
- Promieniowanie w obszarze bliskiej podczerwieni jest prawdopodobnie sygnałem o dużym znaczeniu dla kiełkowania roślin.

Światło słoneczne na powierzchni Ziemi

Natężenie, widmo i kierunek światła słonecznego ulegają zmianie podczas przejścia przez atmosferę na skutek procesów:

1) rozpraszania,

2) absorpcji.

➢ W obszarze ultrafioletu absorpcja przez ozon i tlen atomowy usuwa niemal całe promieniowanie UVC i większość UVB (rys. 1.9 i 1.0) i jest przyczyną ogrzewania stratosfery.

➢ W obszarze światła widzialnego absorpcja ma mniejsze znaczenie dla rozkładu widma słonecznego niż rozpraszanie.

 \blacktriangleright W obszarze podczerwieni absorpcja ma większe znaczenie niż rozpraszanie, szczególnie istotna jest absorpcja na parze wodnej w paśmie 0,9...3,0 µm (rys. 1.11).



Rys. 1.9. Proces stopniowego tłumienia światła słonecznego w atmosferze Ziemi.
A – promieniowanie ponad atmosferą,
B – po absorpcji ozonowej,
C – po rozpraszaniu molekularnym,
D – po rozpraszaniu na aerozolach,

E – po absorpcji przez parę wodną i tlen.

(źródło: J.L. Monteith, M.H. Unsworth, Princiles of environmental physics, Third edition, Fig. 5.2)

Światło słoneczne na powierzchni Ziemi



Rys. 1.10. Rozkład widmowy światła słonecznego ponad atmosferą i na poziomie morza. Zaznaczono główne pasma absorpcyjne kilku ważnych gazów atmosferycznych. (źródło: *E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, Rys. 2.2*).

Rys. 1.11. Widma absorpcji w podczerwieni, charakterystyczne dla atmosfery ziemskiej.

(a) Widmo absorpcji horyzontalnej zmierzone na poziomie morza na drodze 1800 m.



(**b**) Widmo absorpcji pionowej w atmosferze ziemskiej i pasma absorpcji poszczególnych składników.

(źródło: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, Rys. 2.3).

Rozpraszanie światła słonecznego

Rozpraszanie światła w atmosferze przybiera dwie główne formy:

1.1. **Rozpraszanie Rayleigha** – rozpraszanie na cząstkach gazów, przy czym rozmiary cząstek są znacznie mniejsze niż długość fali. Intensywność *I* światła docierającego do obserwatora w wyniku rozproszenia przez jedną małą kulistą cząstkę jest opisana wzorem:

$$I = I_0 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2R^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}\right)^2 \left(\frac{d}{2}\right)^6,$$
 (1.42)

gdzie: I_0 – natężenie światła padającego,

R – odległość od cząstki do obserwatora,

 θ - kąt rozproszenia,

 λ – długość fali,

n – współczynnik załamania światła materiału cząsteczki,

d – średnica cząsteczki.

Wnioski:

➢ Światło rozproszone osiąga dwa równe maksima dla kątów rozproszenia θ = 0° oraz 180°. Ponadto rozpraszanie światła niebieskiego (λ = 400 nm) zachodzi intensywniej niż światła czerwonego (700 nm) o około (7/4)4 ≈ 9 razy. Różnica ta jest przyczyną niebieskiego koloru nieba widzianego z powierzchni Ziemi, jak również niebieskiego koloru Ziemi widzianej z kosmosu.

 \succ Ze względu na proporcjonalność $I \sim \lambda^{-4}$ promieniowanie UV jest rozpraszane bardzo silnie. Z tego powodu możliwe jest oparzenie słoneczne nawet gdy nie jesteśmy wystawieni na promienie Słońca padające bezpośrednio.

Rozpraszanie światła słonecznego

1.2. **Rozpraszanie na aerozolach** złożonych z kurzu, dymu, pyłków, o cząsteczkach na tyle dużych, że warunek $\lambda \gg d$ nie jest spełniony. Zazwyczaj aerozol zawiera cząsteczki o rozmiarach z tak szerokiego zakresu, że zależność od λ jest słaba. Rozpraszanie to ma największą intensywność w kierunku $\theta = 0$ (do przodu).

W pochmurny dzień niemal cały strumień promieniowania słonecznego docierającego do Ziemi jest promieniowaniem rozproszonym. W takim przypadku kątowy rozkład promieniowania obserwowanego z powierzchni Ziemi jest niemal jednorodny na całym niebie.

Rozpraszanie światła słonecznego

2. **Absorpcja** - w przeciwieństwie do rozpraszania, które jedynie zmienia kierunek światła, absorpcja jest związana z pobraniem energii z wiązki światła i ogrzaniem atmosfery.

Tłumienie w atmosferze promieniowania docierającego bezpośrednio ze Słońca do powierzchni Ziemi możemy opisać (w przybliżeniu) prawem Beera w postaci:

prostopadle do promieni :
$$S_p = S \cdot \exp(-\tau m)$$
, (1.43)

na poziomej powierzchni: $S_b = S_p \cos \psi$, (1.44)

gdzie:

 $S = 1366 \text{ W/m}^2$ jest stałą słoneczną (ponad atmosferą),

 τ jest nazywane grubością optyczną lub głębokością optyczną – jest to bezwymiarowa wielkość będąca iloczynem $\tau = k \cdot z$, gdzie k [1/m] jest współczynnikiem absorpcji, z [m] – jest grubością warstwy,

m jest współczynnikiem masy powietrza (ang. *air mass number*)

$$m = \frac{P}{P_0} \cdot \frac{1}{\cos \psi}$$
, (pomijając krzywiznę powierzchni Ziemi) (1.45)

gdzie P jest ciśnieniem atmosferycznym w danym miejscu,

 $P_0 = 101$ 325 Pa jest standardowym ciśnieniem atmosfery na poziomie morza,

 ψ jest kątem zenitalnym (kąt pomiędzy normalną do powierzchni Ziemi w danym miejscu a kierunkiem w którym widoczne jest Słońce).

Na poziomie morza S_p osiąga wartości maksymalne do około 1000 W/m². M1-26

1.6. Cząstki biologiczne i słoneczny nadfiolet

- → W obszarze 320-400nm (UV-A) absorpcja światła przez cząsteczki biologiczne jest zerowa,
- ➤ w obszarze 200-290nm (UV-C) absorpcja jest bardzo silna, ale światło jest mocno pochłanianie w atmosferze,
- promienie 290-320nm (UV-B) są najbardziej istotne, bo przechodzą częściowo przez atmosferę i pochłaniane są przez DNA i białka. Uszkodzenia DNA utrudniają translację kodu genetycznego.





Rys. 1.13. Widmo działania, które powoduje powstanie rumienia (opalenizny), widmo słoneczne i wypadkowa skuteczność wywołania opalenizny.

(źródło: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, Rys. 2.6 i 2.7)

Filtr ozonowy

Ozon O_3 tworzy cienką warstwę (0,3-0,4 cm czystego ozonu) w stratosferze na wysokości 20...26 km nad powierzchnią Ziemi. Ozon pochłania niemal całe promieniowanie o długości fali < 295 nm. Jego stężenie zależy od pory roku i zmienia się w ciągu dnia. Większość ozonu powstaje nad równikiem i dyfunduje w kierunku biegunów.



Rys. 1.14. Widmo absorpcji ozonu.

Rys. 1.15. Natężenie UV przy powierzchni Ziemi dla różnych efektywnych grubości warstw ozonu A=0,273, B=0,319 oraz C=0,388 atm·cm.



Filtr ozonowy

Ozon powstaje w reakcji

$$O_2 + O \to O_3 \tag{1.46}$$

gdzie tlen atomowy powstaje na wysokości 100 km z fotodysocjacji O₂ światłem λ <175nm.

Ozon jest niszczony w dwóch podstawowych procesach

$$O + O_3 \rightarrow 2O_2 \tag{1.47}$$

$$O_3 + O_3 \to 3O_2, \tag{1.48}$$

które są katalizowane przez różne gazy i wolne rodniki Cl, NO, OH.

> N₂O jest uwalniany z gleby jako produkt rozkładu nawozów sztucznych i następnie ulega fotodekompozycji do NO.

➢ Większość chloru atomowego Cl powstaje z rozkładu freonów (fluorochlorowych związków węgla - CFC) w stratosferze. Obecnie freony nie zostały całkowicie wyeliminowane, natomiast większość krajów zgodziła się na znaczne ograniczenie produkcji freonów (Konwencja Wiedeńska w sprawie ochrony warstwy ozonowej z 1985 r. oraz Protokół Montrealski z 1987).

 \triangleright Rodniki hydroksylowe OH są produktem rozbicia cząsteczki pary wodnej H₂O, np. u wylotu dyszy samolotu naddźwiękowego.

(na podst: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, rozdz 2.3.3)

Filtr ozonowy



Rys. 1.16. Procesy od których zależy stężenie ozonu w atmosferze. (na podst: *E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, rys 2.10*)

Zadania do modułu 1 (materiał nieobowiązkowy)

- 1. Wykazać, że równanie rozkładu Plancka $\varepsilon(\lambda, T)$ dla $\lambda \to \infty$ prowadzi do równania Rayleigha-Jeansa.
- 2. Sprawdzić, czy długość fali λ_m odpowiadająca maksimum widmowej zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego $\varepsilon(\lambda, T)$ w wąskim przedziale długości fali $d\lambda$ oraz częstotliwość v_m odpowiadająca maksimum widmowej zdolności emisyjnej $\varepsilon(v, T)$ w wąskim przedziale częstotliwości dv dotyczą takiej samej fali dla ustalonej temperatury *T*.
- 3. Policz ile razy energia emitowana przez Słońce jest większa od energii emitowanej przez Ziemię.
- 4.Wykorzystując rozkład Plancka i prawo przesunięć Wiena znaleźć jak wartość maksimum widmowej zdolności emisyjnej $\varepsilon(\lambda_m, T)$ jest związana z długością fali λ_m odpowiadającą temu maksimum.
- 5. Dwa ciała doskonale czarne o temperaturach T_1 i T_2 pozostają w kontakcie poprzez wymianę promieniowania. Wykazać, że różnica w strumieniach energii wymienianych pomiędzy ciałami jest wprost proporcjonalna do różnicy ich temperatur ΔT pod warunkiem, że $|\Delta T| << T_1$ i $|\Delta T| << T_2$.
- 6. Rozważ pochłanianie światła o długości 680nm przez chlorofil w liściu. Oblicz gęstość optyczną OD wiedząc, że po przejściu przez liść natężenie światła o długości 680nm zmalało 100 razy. Jaka była grubość liścia jeżeli współczynnik ekstynkcji wynosi 10⁵dm³mol⁻¹cm⁻¹, a stężenie chlorofilu 10⁻³ mol•dm⁻³.

KONIEC