Fizyka rozbłysków słonecznych

- wykład nr III

skrót wybranych slajdów

Krzysztof Radziszewski

Instytut Astronomiczny, Uniwersytet Wrocławski

>> Prędkość ucieczki ze Słońca:

$$V_{escape} = \sqrt{\frac{2GM}{D}}$$

$$V_{escape}(Sun) = 617\,\frac{km}{s} \qquad V_{escape}(Earth) = 11.2\,\frac{km}{s}$$

D - promień Słońca (6.96×10^{8}m)

m - masa Słońca (1.989×10^{30} kg)

>> Prędkość termiczna cząstek (atomów, jonów) dla plazmy słonecznej:

$$\text{Energia termiczna } = \frac{3}{2}kT = \frac{1}{2}mV_{thermal}^{2} = \text{ Energia kinetyczna}$$

T *- temperatura kinetyczna*

k - stała Boltzmanna (1.38×10^{-23} J/K)

m - masa cząstki (atomu, jonu)

$$\boxed{V_{thermal} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}}$$

>> Dla wodoru (na Słońcu) mamy:

$$V_{thermal}(H) = 157\sqrt{T}\,\frac{m}{s}$$

m - masa wodoru (1.674×10^{-27} kg)

$$V_{thermal}(H) = 12\,\frac{km}{s}$$ <= dla T = 5780 K (fotosfera)

$$V_{thermal}(H) = 15.7\,\frac{km}{s}$$ <= dla T = 10000 K (chromosfera)

$$V_{thermal}(H) = 222\,\frac{km}{s}$$ <= dla T = 2×10^6 K (korona)

Swobodne electrony są 1836 razy „lżejsze” od protonów, zatem ich prędkość termiczna jest prawie 43 razy większa niż swobodnych protonów.

$$V_{thermal}(e^{-}) \approx 9500\,\frac{km}{s}$$ - dla temperatury koronalnej

Jednakże wszystkie swobodne electrony nie mogą uciec z korony słonecznej !!!

Przeszkadzają im w tym <u>siły przyciągania elektrycznego</u> pomiędzy elektronami i protonami, a także <u>pole magnetyczne</u> Słońca.

Termiczne promieniowanie elektromagnetyczne

=> ciało doskonale czarne => promieniowanie elektromagnetyczne w równowadze termodynamicznej

W 1860 roku Gustav Kirhoff zauważył, że stosunek współczynnika emisji ϵ_ν do współczynnika pochłaniania α_ν wynika z uniwersalnej funkcji jasności $B_\nu(T)$, która zależy tylko od temperatury T i częstotliwości ν.

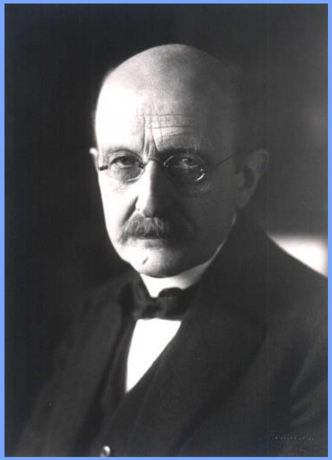
$$\epsilon_\nu = n_\nu^2 \alpha_\nu B_\nu(T)$$

Prawo Kirchhoffa

n_ν - *refractive index of the medium* (wsp. załamania światła dla ośrodka)

Prawo to częściej znane jest pod postacią:

$$\frac{\mathrm{e}(\lambda, \mathrm{T})\, \mathrm{d}\lambda}{\mathrm{a}(\lambda, \mathrm{T})\, \mathrm{d}\lambda} = \mathrm{f}(\lambda, \mathrm{T})$$



Termiczne promieniowanie elektromagnetyczne

Promieniowanie ciała doskonale czarnego

Prawo Planck'a

B - funkcja jasności
T - temperatura
k_B - stała Boltzmann'a
h - stała Planck'a
ν - częstotliwość
λ - długość fali
n_ν - wsp. załamania światła dla ośrodka
(*refractive index of the medium*)
c - prędkość światła

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3 n_\nu^2}{c^2} \frac{1}{[\exp{(h\nu/k_B T)} - 1]}$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2 n_\nu^2}{\lambda^5} \frac{1}{[\exp{(hc/\lambda k_B T)} - 1]}$$

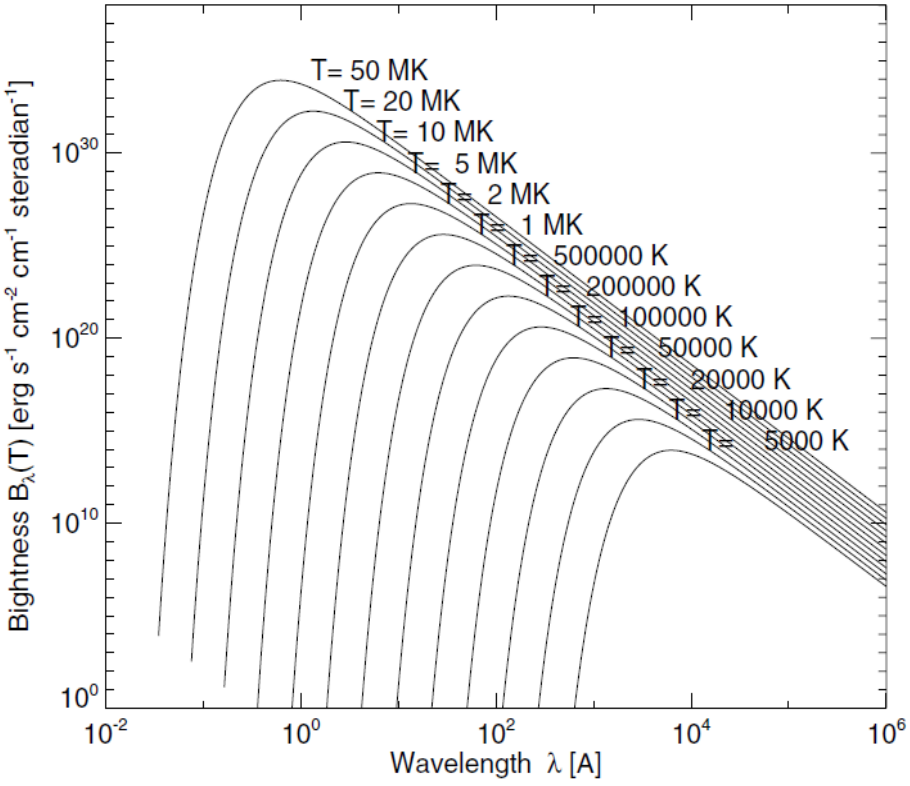


Figure 2.2: The brightness function $B_\nu(T)$ of a black-body radiator as a function of wavelength λ (Å) for solar temperatures, ranging from $T \approx 5000$ K in sunspots to $T = 50$ MK in superhot flares. Note that the brightness peaks in the $\lambda \approx 0.5 - 20$ Å range for flare temperatures.

Aschwanden, „Physics of the Solar Corona"

Termiczne promieniowanie elektromagnetyczne

Dla przybliżenia krótkofalowego ($\lambda\nu >> k_B T$) pr. Planck'a możemy zapisać jako prawo Wien'a:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3 n_\nu^2}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right)$$

Możemy zapisać również wzór na $\lambda_{\max}$, gdzie funkcja Planck'a osiąga maksimum.

Jest to tzw. prawo przesunięcia Wien'a:

$$\lambda_{max} = \frac{0.2898}{T(\mathrm{K})} \quad (\mathrm{cm})$$