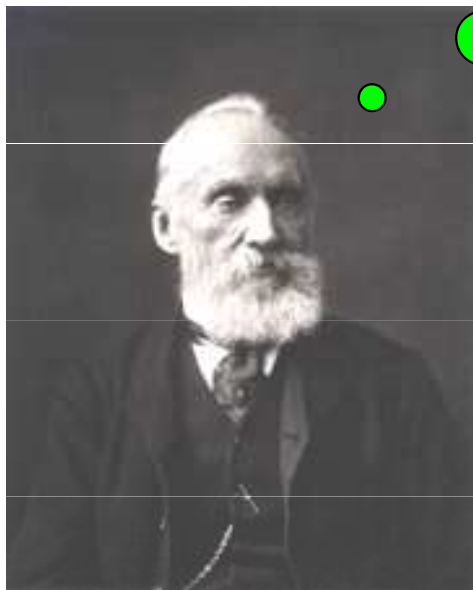


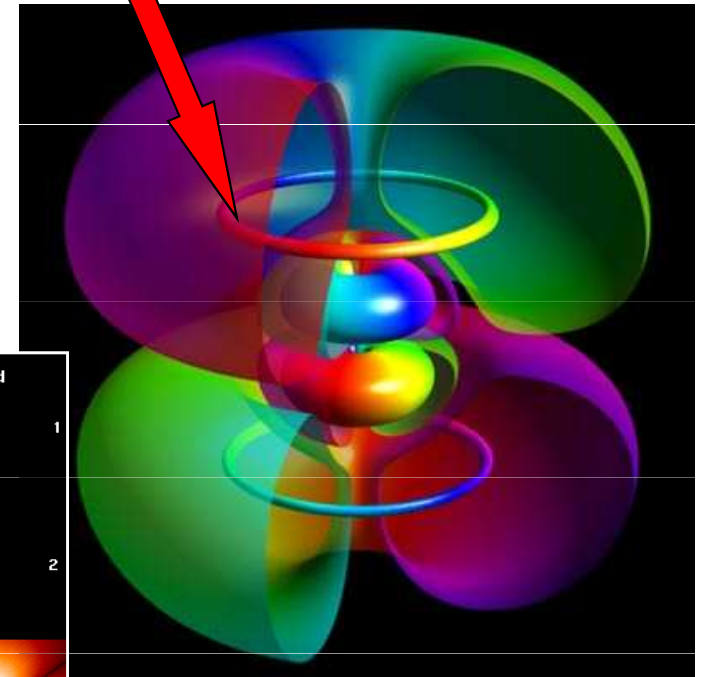
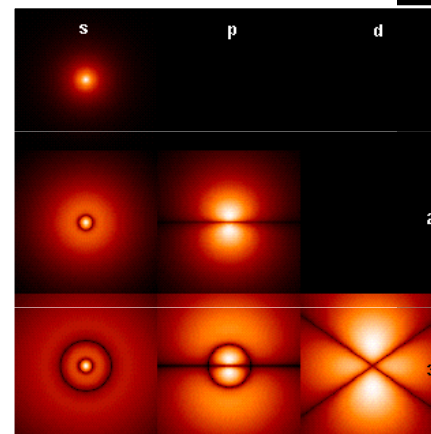
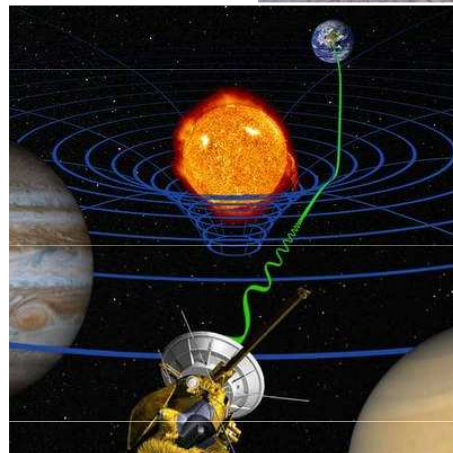
Počátky kvantové mechaniky

Celá fyzika je hotova – veškerá naše práce nyní bude spočívat v upřesňování konstant. Již jen dva mráčky zastiňují čisté fyzikální nebe – Michelsonův experiment a záření absolutně černého tělesa.



William Thomson
lord Kelvin
1824 - 1907

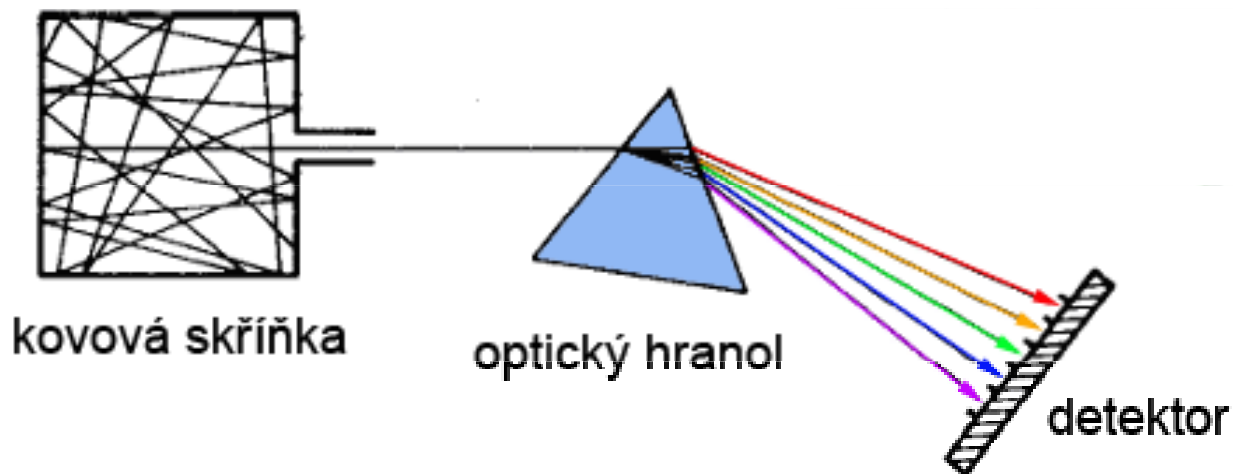
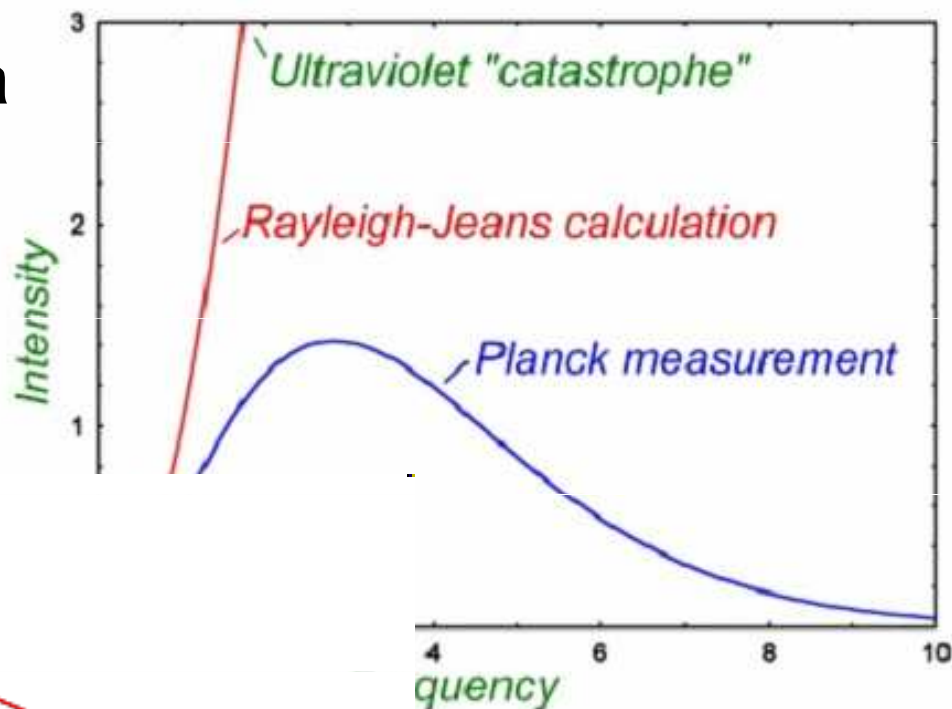
STR
OTR



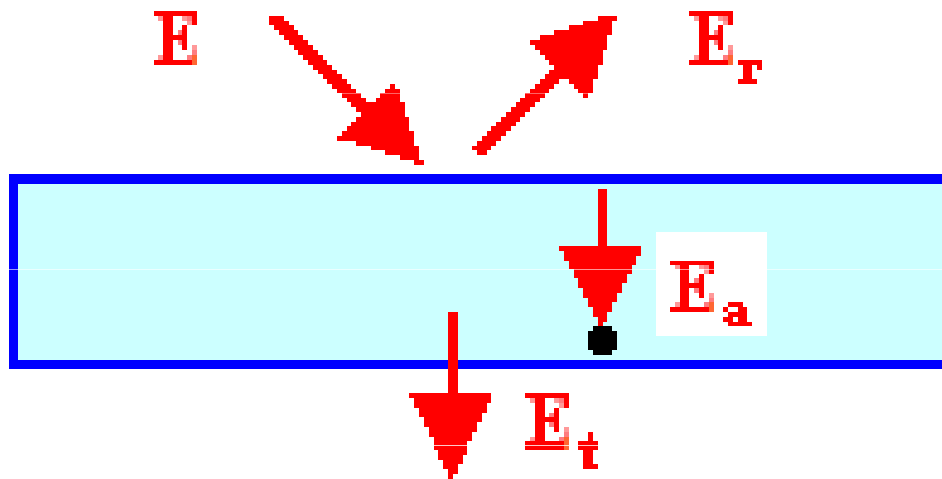
Kvantová mechanika

Experimenty, které vedly ke kvantové teorii

- Záření černého tělesa
- Fotoelektrický jev
 - Comptonův jev



Po dopadu záření na povrch tělesa může dojít k odrazu záření, k jeho pohlcení, nebo také k průchodu záření objektem



$\alpha(\lambda)$ - pohltivost

$\rho(\lambda)$ - odrazivost

$\tau(\lambda)$ - propustnost

$$\alpha(\lambda) + \rho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1$$

Charakteristiky, které popisují schopnost povrchu absorbovat, odrážet a vést elektromagnetické záření:

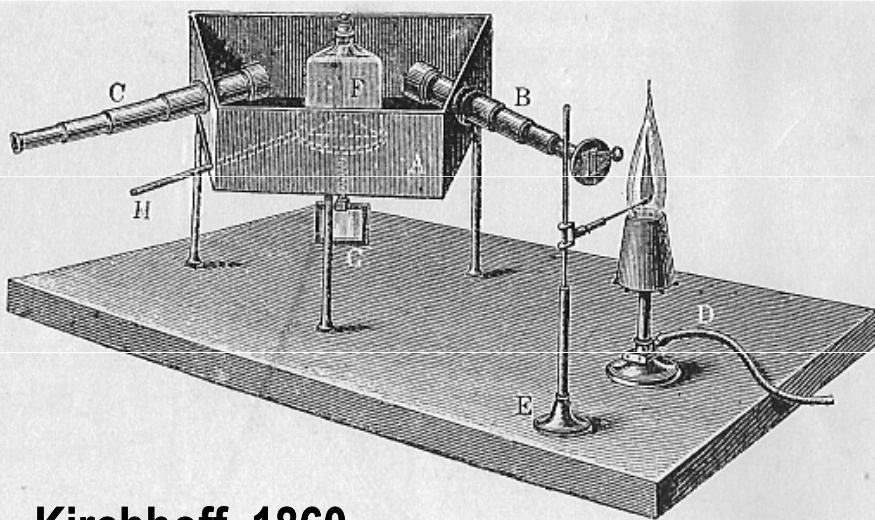
alfa = 1 je dokonale černé těleso, které veškerou dopadající zářivou energii pohlcuje



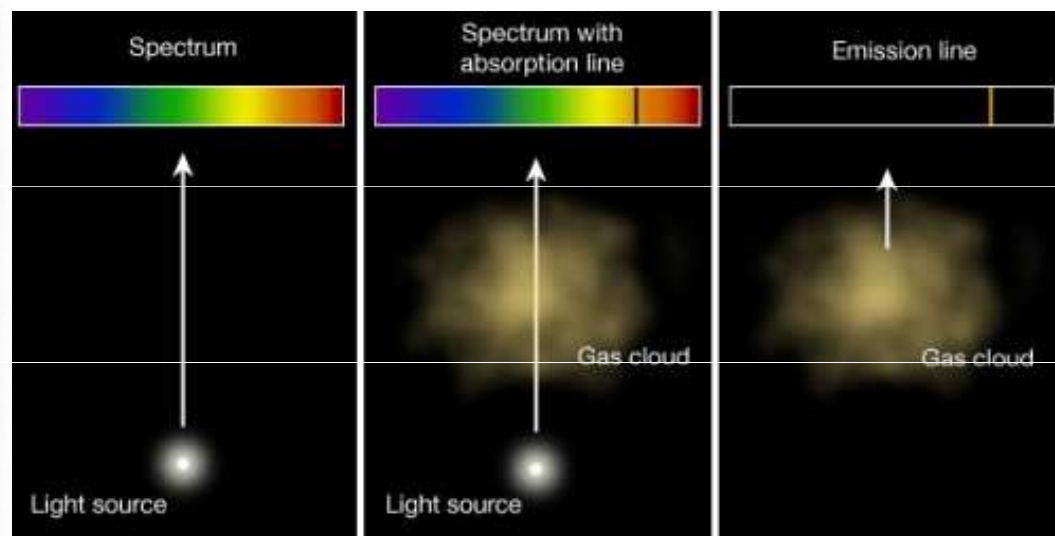
Vznik tepelného záření - vyzařování tělesa --- tepelný přenos

Tepelné záření je totožné se **sáláním**, tedy vyzařováním celého elektromagnetického spektra.

Úžeji se tím míní [infračervené záření](#), příp. užší interval [vln. délek](#) 0,7–10 μm , které odpovídají maximum elmg vyzařování teplých těles smyslově pociťovanému



Kirchhoff 1860



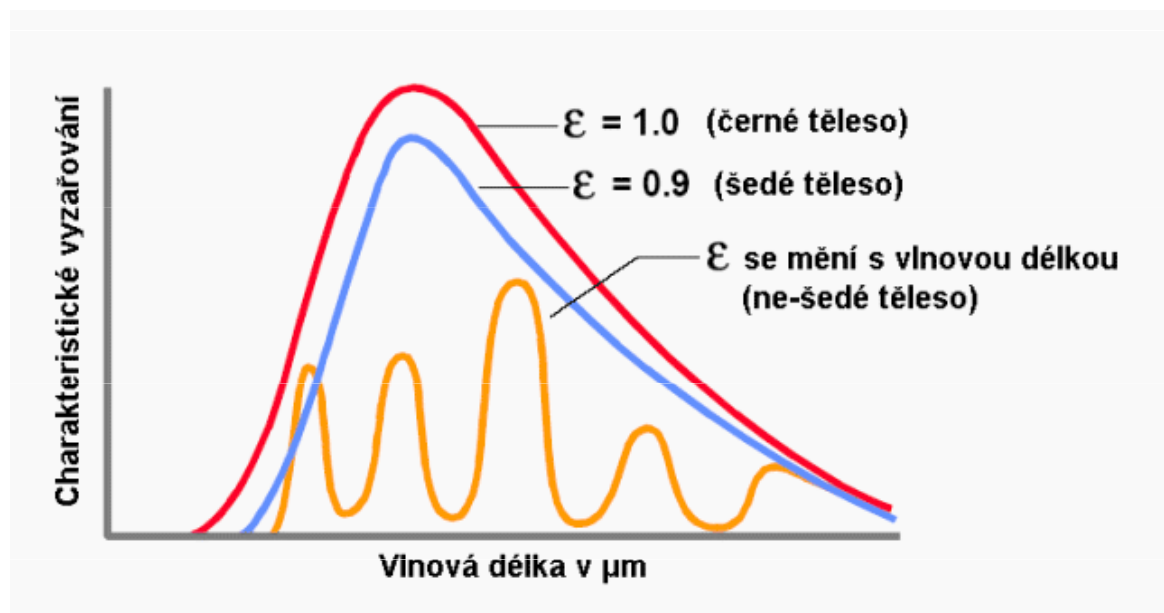
Definoval pojem černého tělesa a poukázal na principiální význam úlohy určit jeho vyzařovací spektrum.

Stav termodynamické rovnováhy --- popsáný určitou teplotou
--- to co těleso vyzáří to od okolí (se stejnou teplotou) přijme

Kirchhoff dokázal, že rovnovážné tepelné záření je izotropní, homogenní a spektrální rozložení jeho intenzity nezávisí na materiálu předmětů vložených do dutiny, ani na materiálu stěn dutiny [9].

Z požadavku termodynamické rovnováhy vyplývá, že energie rovnovážného vyzáření jednotkovou plochou tělesa za jednotku času musí být rovna energii, která je za jednotku času jednotkovou plochou povrchu tělesa pohlcena. Kdyby tomu tak nebylo a těleso by vyzařovalo více energie, než by pohlcovalo, resp. pohlcovalo více energie než by vyzařovalo, projevilo by se to poklesem, resp. růstem teploty, tedy porušením termodynamické rovnováhy. Označíme-li E_D energii dopadající na jednotkovou plochu povrchu tělesa za jednotku času a A *relativní pohltivost* – tj. bezrozměrnou veličinu, udávající, jaká část dopadající energie se pohltí, pak bude platit:

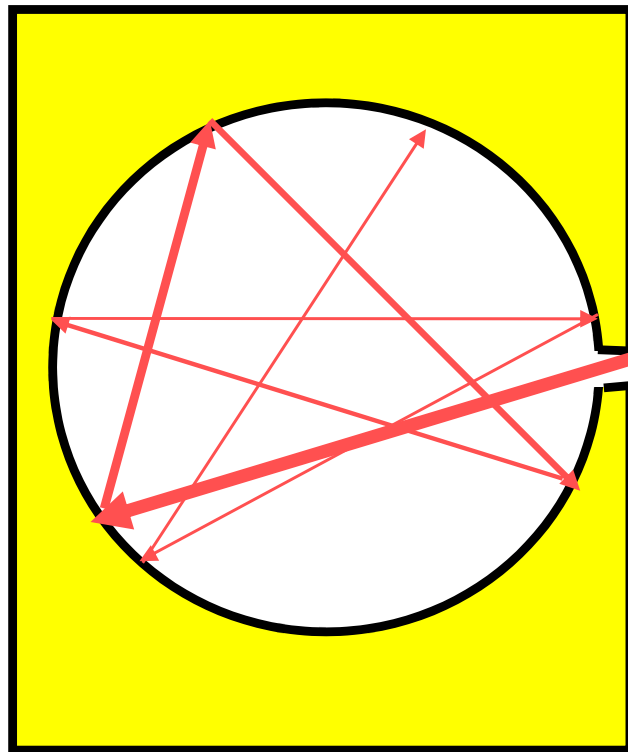
$$AE_D = E_V. \quad (1.2)$$



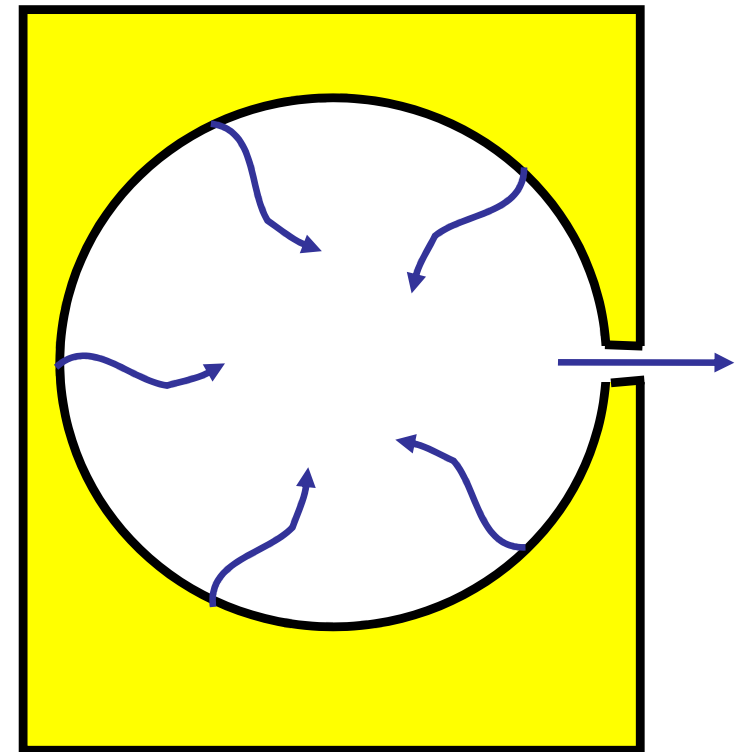
$$\frac{H_\lambda}{\alpha_\lambda} = F(T, \lambda)$$

Zvláštním případem záření je **rovnovážné záření absolutně černého tělesa**.

Spektrum rovnovážného záření nezávisí na chemickém složení tělesa, ale jen **na jeho teplotě** a je **spojité**.



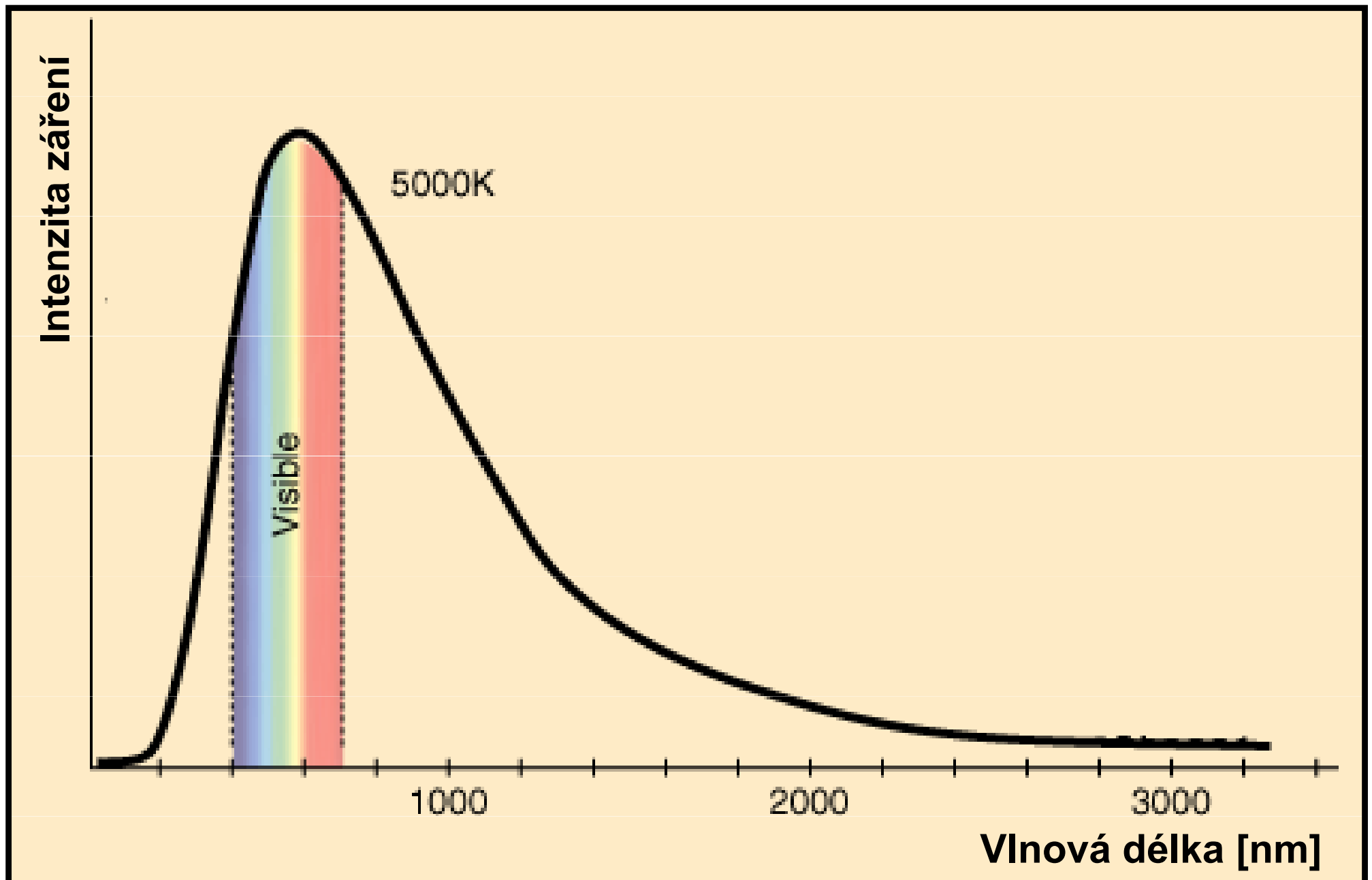
AČT



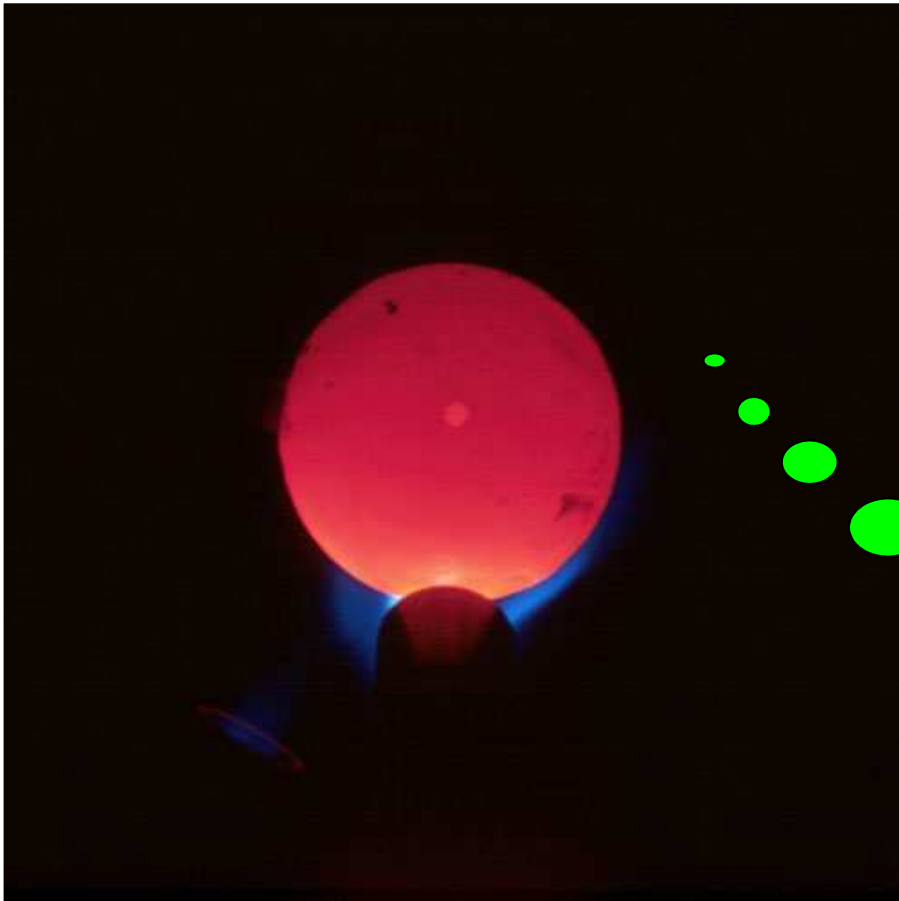
Záření dopadající z vnějšku je dokonale pohlceno. (Podobně jako u oka)

Vlnová délka vycházejícího záření závisí pouze na teplotě tělesa.

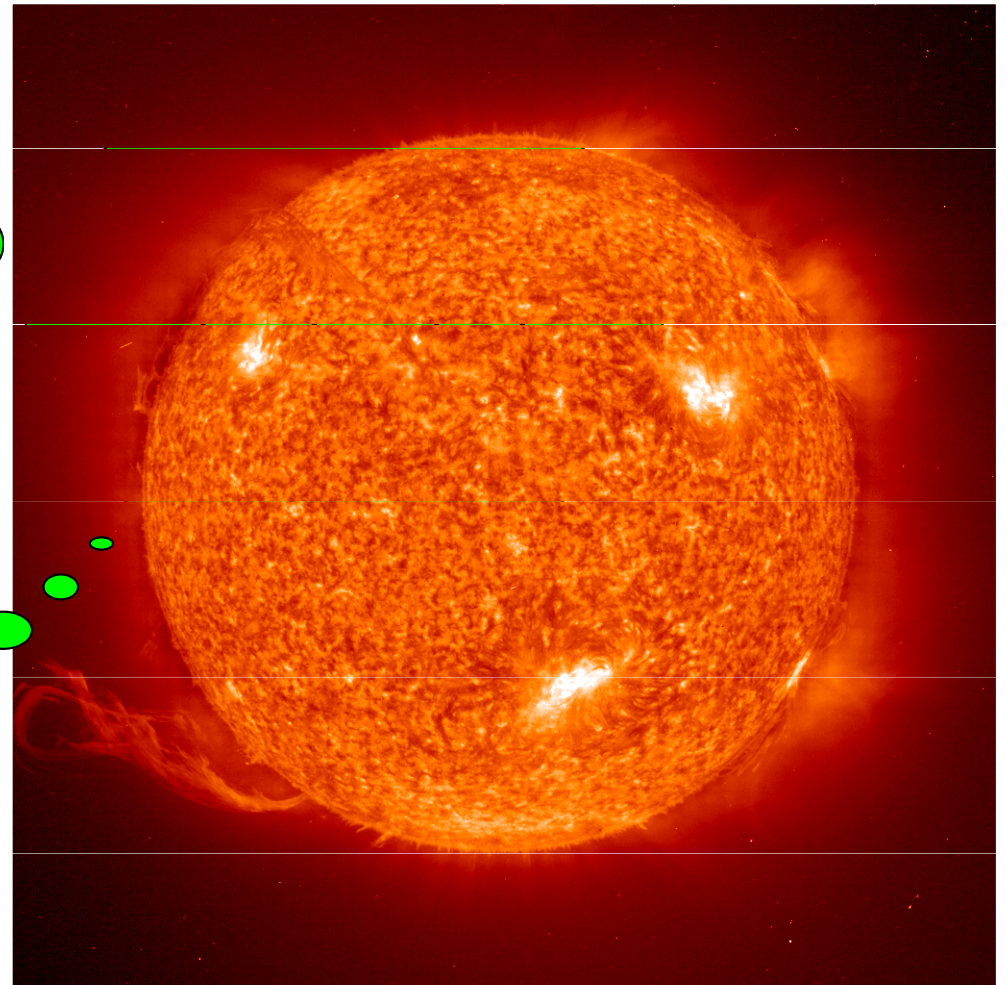
Spektrum záření A.Č.T. - experiment



Absolutně černé těleso



Slunce.



Výkon vysílaný plochou povrchu zářícího tělesa je **zářivý tok** P_e /watt/.

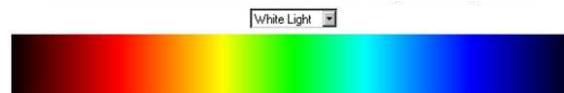
Intenzita vyzařování H_e - podíl zářivého toku dP_e vystupujícího z elementární části plochy dS v daném místě a této plochy

$$H_e = \frac{dP_e}{dS} \quad \text{Wm}^{-2}.$$

Spektrální intenzita vyzařování H_λ je dána jako výkon záření s vlnovou délkou právě v intervalu $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ vysílaného jednotkovou plochou, tj.

$$H_\lambda = \frac{dH_e}{d\lambda}$$

Wm^{-3} .



Poměr energie absorbované povrchovou plochou a energie na plochu dopadající se nazývá **poměrná pohltivost** /absorpce/ a označuje se α .

spektrální (monochromatická) pohltivost α_λ je obdobně poměr energie záření vlnové délky λ absorbované povrchovou plochou k energii téže vlnové délky na plochu dopadající.

Z termodynamických úvah o rovnovážném stavu záření v dutině odvodil **Kirchhoff zákon**, pro úhrnné vyzařování

Poměr intenzity vyzařování H_e k pohltivosti α závisí jen na teplotě a je pro všechna tělesa stejný.

tj. tento podíl nezávisí na jakosti tělesa (chemickém složení, úpravě povrchu apod.).

Kirchhoffův zákon platí nejen pro úhrnnou intenzitu vyzařování H_e , ale i pro jednotlivé spektrální intervaly

$$\frac{H_\lambda}{\alpha_\lambda} = F(T, \lambda)$$

$$\frac{H_e}{\alpha} = f(T)$$

Schopnost tělesa emitovat záření /emisivita/ je tedy úměrná schopnosti absorbovat záření.

Nejvíce vyzařuje AČT (pohltivost $\alpha = 1$).

Z Kirchhoffova zákona plyne, že těleso absorbuje nejvíce právě ty spektrální čáry, které samo nejvíce vyzařuje.

Kirchhoff.zákon říká, že stanovíme-li závislost spektrál.intenzity černého tělesa na T a λ , ji lze určit obecně pomocí známých pohltivostí.

Kirchhoffův zákon vede k tomu, že se hledá nějaká univerzální funkce $F(T, \lambda)$



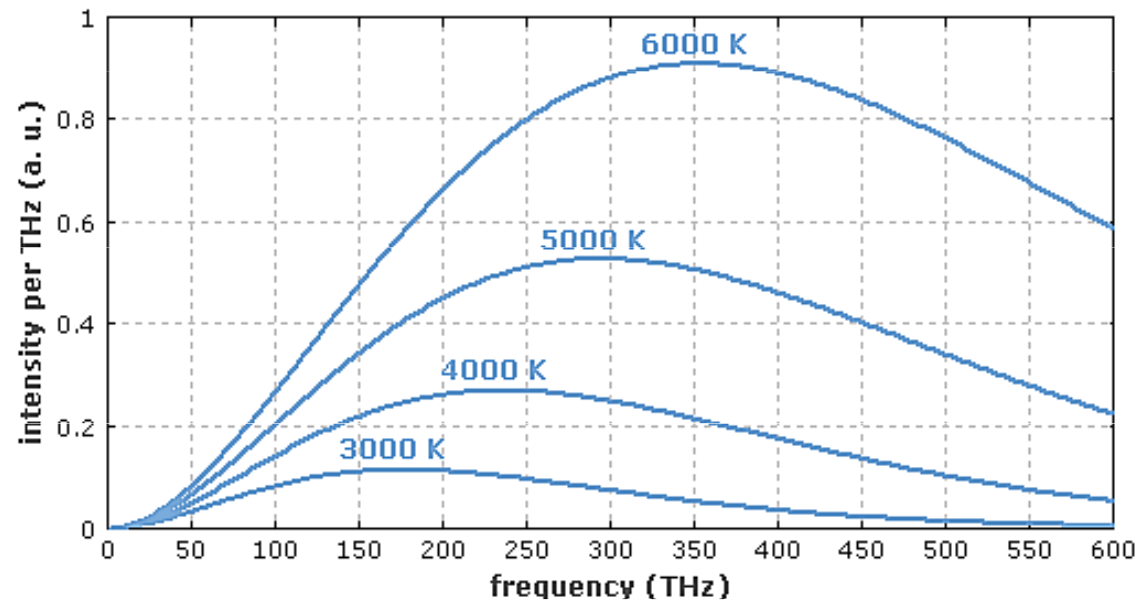


Figure 1: Power spectral density of black bodies at various temperatures according to Planck's law, plotted referring to frequency intervals.

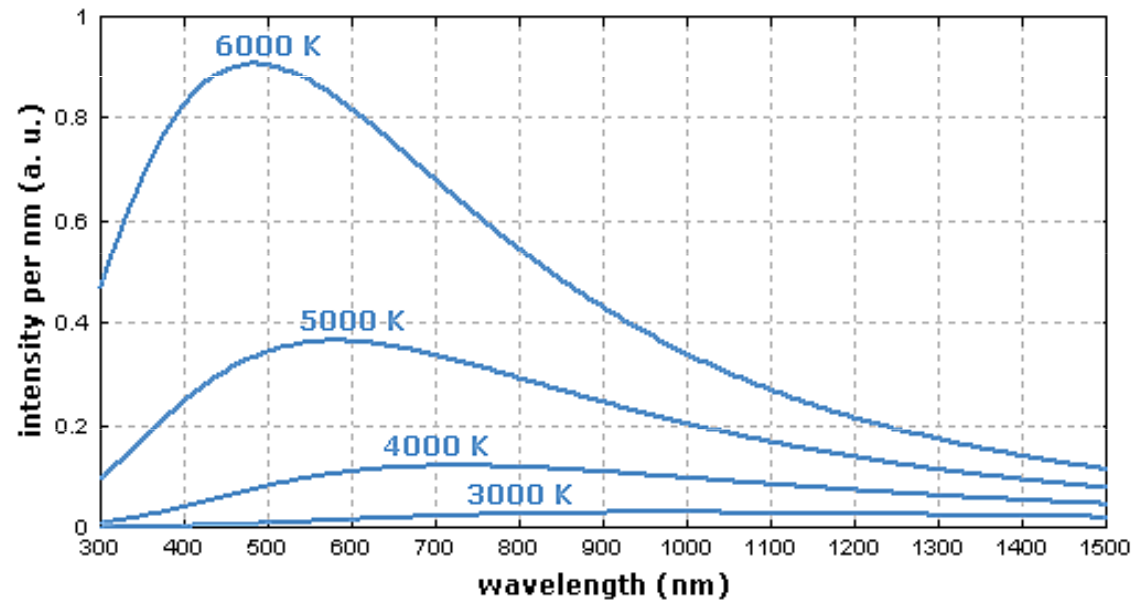


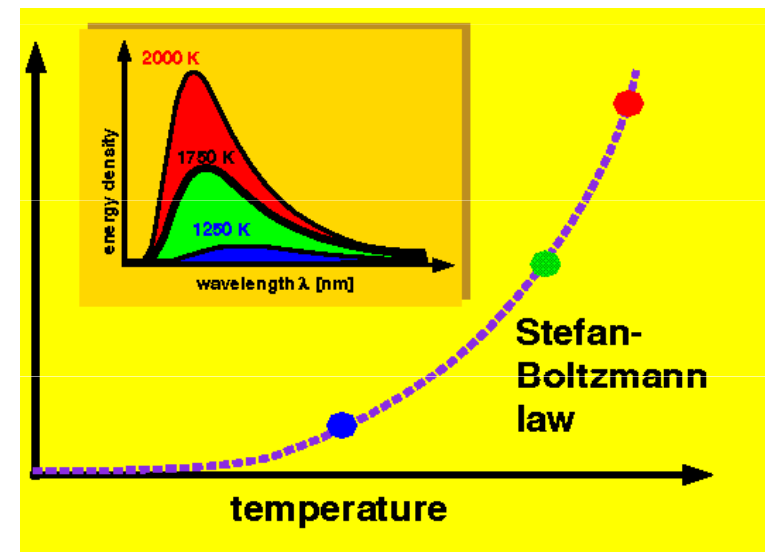
Figure 2: Same as Figure 1, but referring to wavelength intervals. Note that this changes the position of the maximum. For 6000K, for example, the maximum is at 483nm, corresponding to 621THz, whereas the upper graph shows the corresponding maximum at 353THz.

Stefan- Boltzmann:

celkový zářivý výkon je úměrný 4.mocnině absolutní teploty tělesa

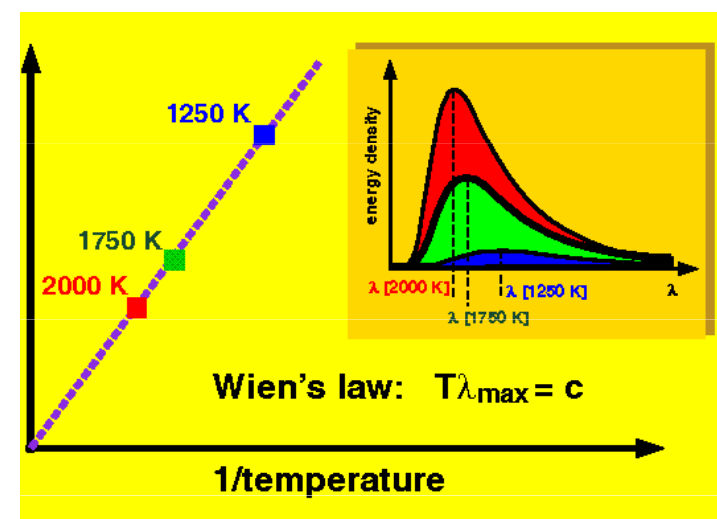
$$H_{\text{total}} = \varepsilon \sigma T^4 \quad \sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

je Stefan-Boltzmannova konstanta, $\varepsilon = 1$ je pro AČT.



Wienův zákon posuvu -sestaven na základě experimentu, vyjadřuje závislost vlnové délky λ_{max} , která přísluší maximu vyzařované energie, na teplotě tělesa

$$\lambda_{\text{max}} \cdot T = b \quad b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ mK}$$



Určení neznámých funkcí $f(T)$ a $F(T, \lambda)$ se stalo hlavním předmětem bádání

$$H_\lambda = H_\lambda(\lambda \cdot T)$$

hledal se univerzální tvar této funkce.

Z TD úvah odvodil Wien tvar exponenciálního zákona (distribuční W.zákon) – jen pro krátké vln.délky

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)$$

Experiment ukázal - pro dlouhé vlnové délky vztah neplatí.

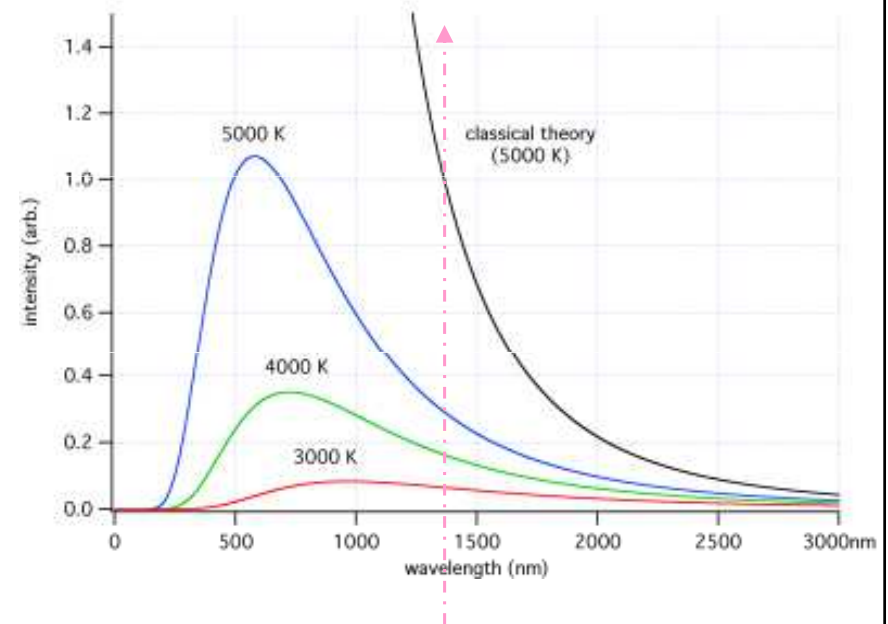
Raleigh a Jeans

ekvipartiční teorém, pole v dutině - stojaté elmg vlny- harmonické oscilátory se střední energií ve tvaru $k_B T$. Vlnění v dutině je superpozicí velkého počtu stojatých vln (harmonických oscilátorů).

Nakonec jim vyšlo

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi}{\lambda^4} k_B T$$

$$U(\nu) = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 k_B T$$



Tento vztah vyhovoval pro dlouhé vlny, selhával pro krátké vlny, kde táhl k nekonečnu a zde lépe platil Wienův zákon.

ultrafialová katastrofa

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} U(\lambda) = \infty$$

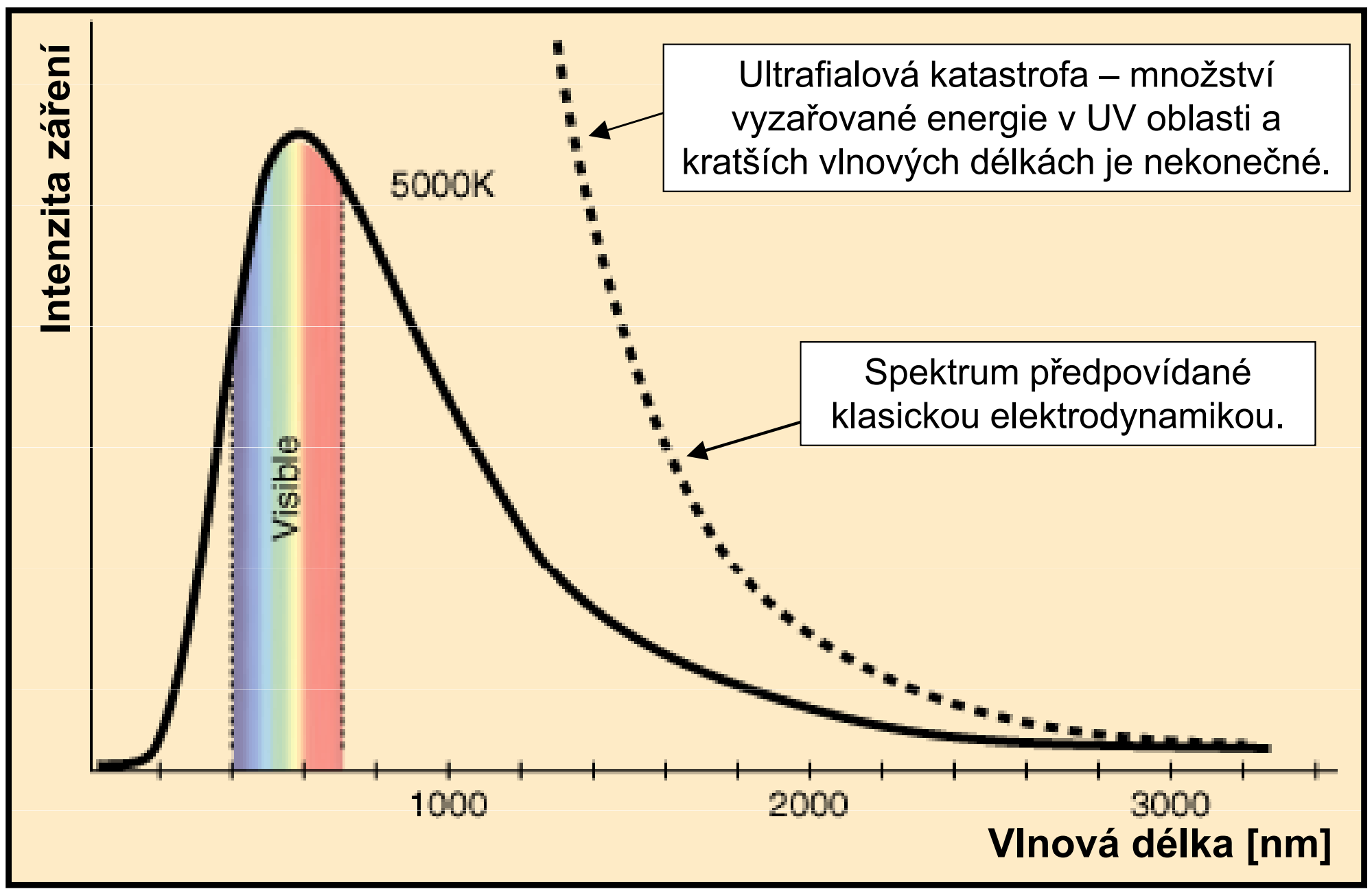
$$B_\lambda(T) \neq B_\nu(T).$$

$$B_\lambda d\lambda = B_\nu d\nu.$$

$$B_\lambda(T) = B_\nu(T) \times \frac{d\nu}{d\lambda}.$$

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{\lambda} \right) = -\frac{c}{\lambda^2}$$

Spektrum A.Č.T. – předpověď klasické fyziky



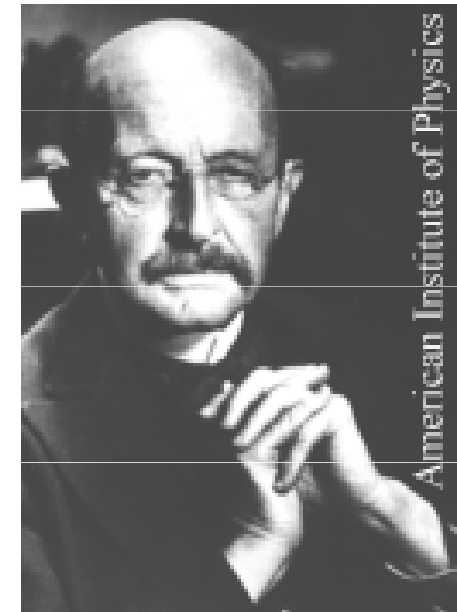
Max Planck (1858-1947)

Max Planck vyřešil rozpor předpokladem, že energie elementárního harmonického oscilátoru, tj. stojaté elektromagnetické vlny dutiny černého tělesa, je celistvým násobkem hf , kde h je Planckova konstanta

$$h \approx 6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$$

Odvodil vztah pro spektrální hustotu záření

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1}$$



Limita Planckova zákona pro $hc / (\lambda k_B T) \gg 1$ je Wienův vzorec, pro $hc / (\lambda k_B T) \ll 1$ vyjde Raleighův-Jeansův zákon

- Planckův zákon byl průlomem nejen proto, že vystihl křivku záření černého tělesa, ale svým předpokladem systému skládající se z malých oscilátorků, jejichž energie nemohou dosáhnout libovolné hodnoty, ale jsou **diskrétní** :

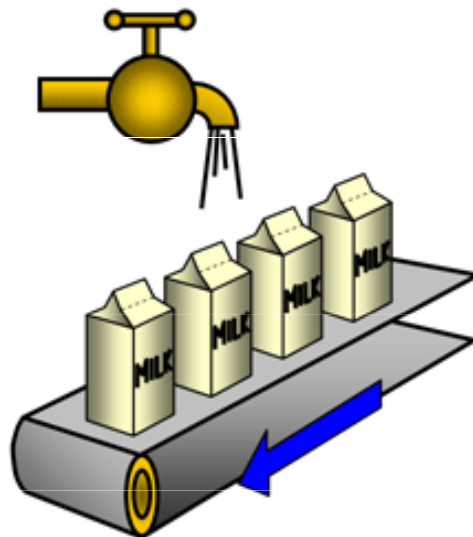
$$E = n h f \quad n = 1, 2, 3$$

- M. Planck považoval diskrétnost energií za pomůcku, díky níž bylo možné interpretovat data.
- Revolučnost myšlenky, že **energie v mikrosvětě je kvantovaná** veličina, rozeznal až Albert Einstein v roce 1905.

Einstein: elektromagnetické vlnění existuje v nespojitých energetických kvantech o energii

$$E = hf = \hbar\omega, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} \approx 1.054 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} \approx 6.582 \times 10^{-16} \text{ eV}\cdot\text{s}$$

Planckovo odvození vyzařovacího zákona položilo základ kvantové fyziky. Jeho předpoklad elementárních kvant byl posléze řadou experimentů potvrzen.



<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/radfrac.html>

Z Planckova vyzařovacího zákona lze odvodit dílčí zákony vyzařování Stefan – Boltzmannův, tak Wienův zákon posuvu.

Vyjádříme-li intenzitu vyzařování černého tělesa H_o pomocí spektrálního vyzařování $H_{o\lambda}$

$$H_{o\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/k\lambda T} - 1)} \quad H_o = \int_0^{\infty} H_{o\lambda} d\lambda = \frac{\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma \cdot T^4$$

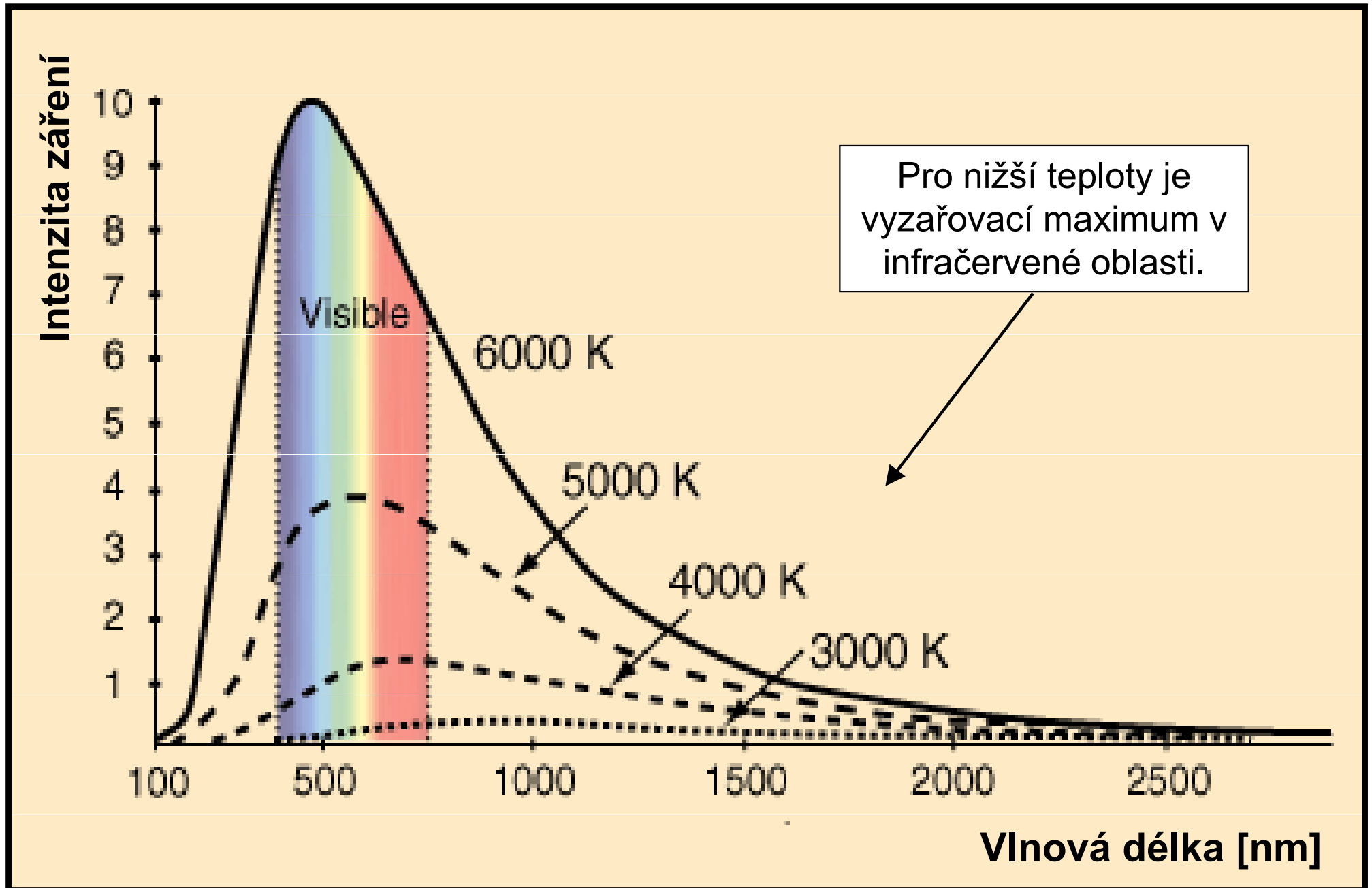
Z vyjádření podmínky maxima funkce

$$H_{o\lambda} = f(\lambda) \quad \frac{\partial H_{o\lambda}}{\partial \lambda} = 0$$

vyplývá pro $\lambda = \lambda_{\max}$

$$\frac{hc}{kT\lambda_{\max}} = 4,965 \quad \lambda_{\max} \cdot T = konst$$

Spektrum záření A.Č.T. - experiment



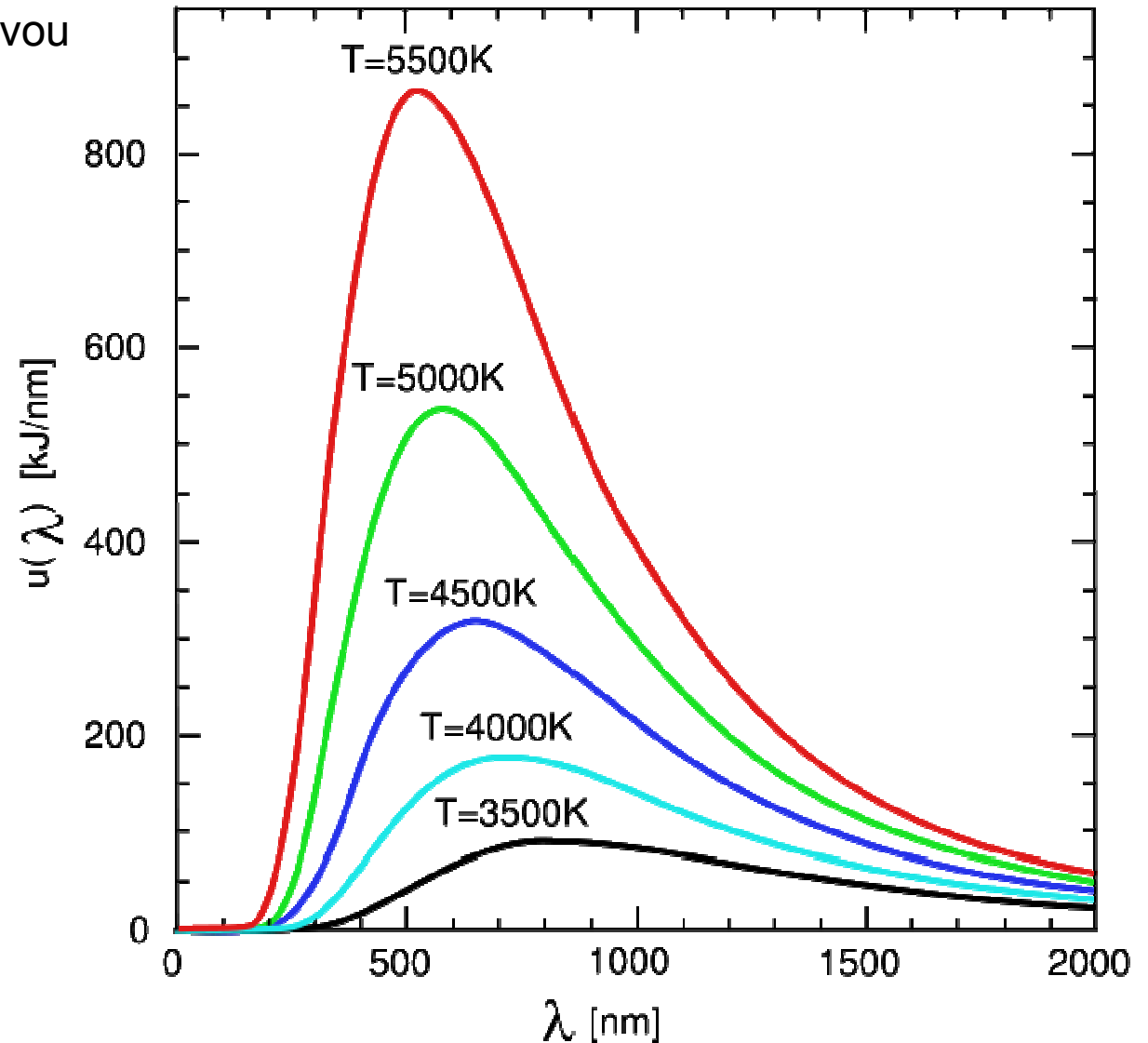
Planckova kvantová hypotéza vyjádřená pro f

Planckův vztah pro záření AČT ve variantě s frekvencí a vlnovou délkou vypadá následovně :

$$I(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1}$$

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

kde f je frekvence záření, λ vlnová délka záření, c rychlost světla a $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ Boltzmannova konstanta.



$$\frac{d\nu}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{\lambda} \right) = -\frac{c}{\lambda^2}$$

- Reálný povrch emituje pouze část záření, které by emitovalo absolutně černé těleso o stejné teplotě
- Tato míra vyzařovací schopnosti každého reálného tělesa se nazývá koeficient vyzařování - emisivita (ϵ)

Emisivita - vyjadřuje vztah skutečně vyzařované energie a energie vyzařované černým tělesem stejné teploty.

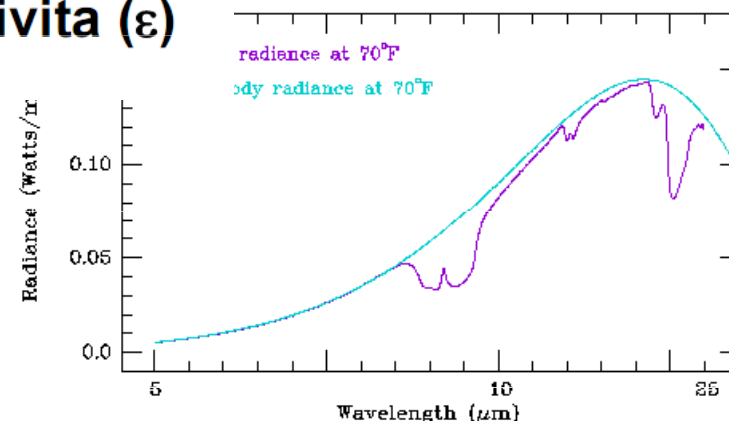
Stefan - Boltzmannův zákon pro reálná tělesa

$$M = \epsilon \sigma T^4$$

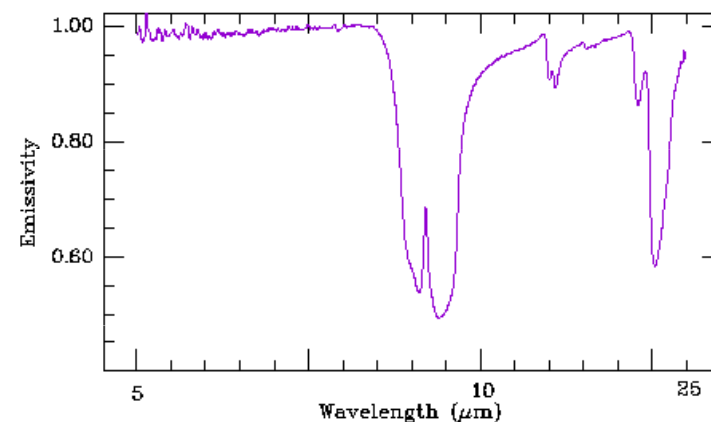
Vztah mezi radiační a reálnou teplotou povrchu

$$T_{rad} = \epsilon^{\frac{1}{4}} T_{kin}$$

Radiační teplota povrchů je v důsledku emisivity nižší než teplota kinetická (reálná).



Quartz radiance spectrum along with a blackbody radiance spectrum at the same temperature.

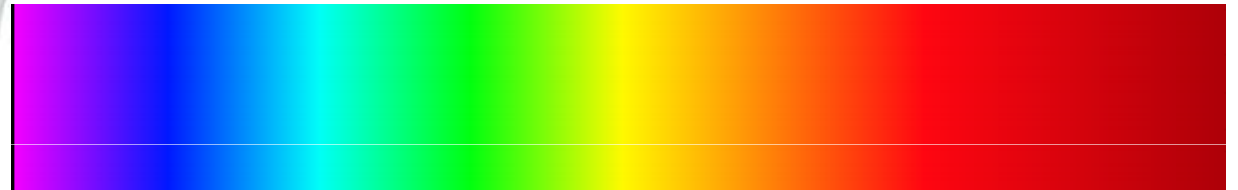


Quartz emissivity spectrum: the result of dividing quartz radiance by blackbody radiance at the same temperature.

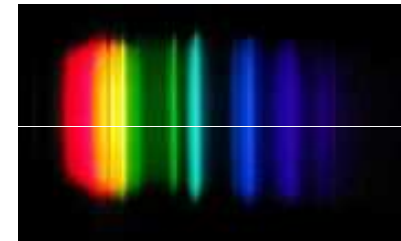
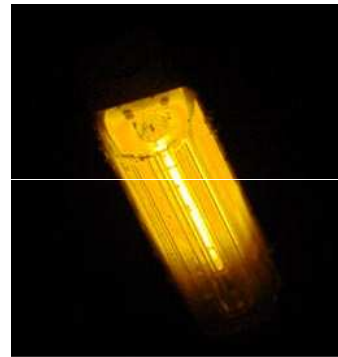
Světelné zdroje



Teplotní

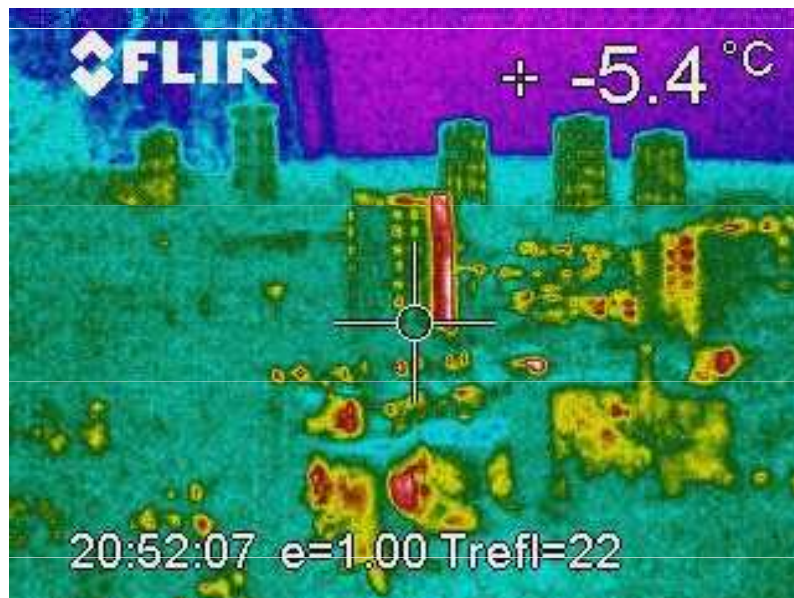
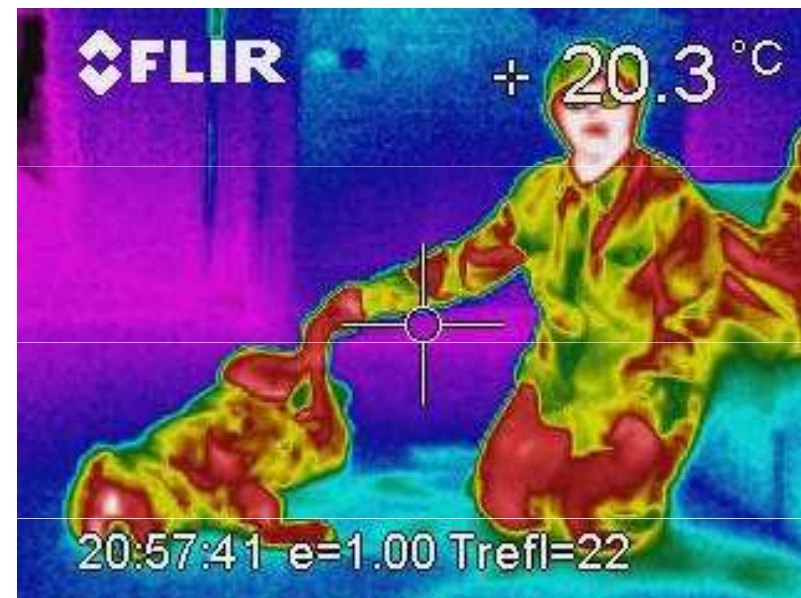
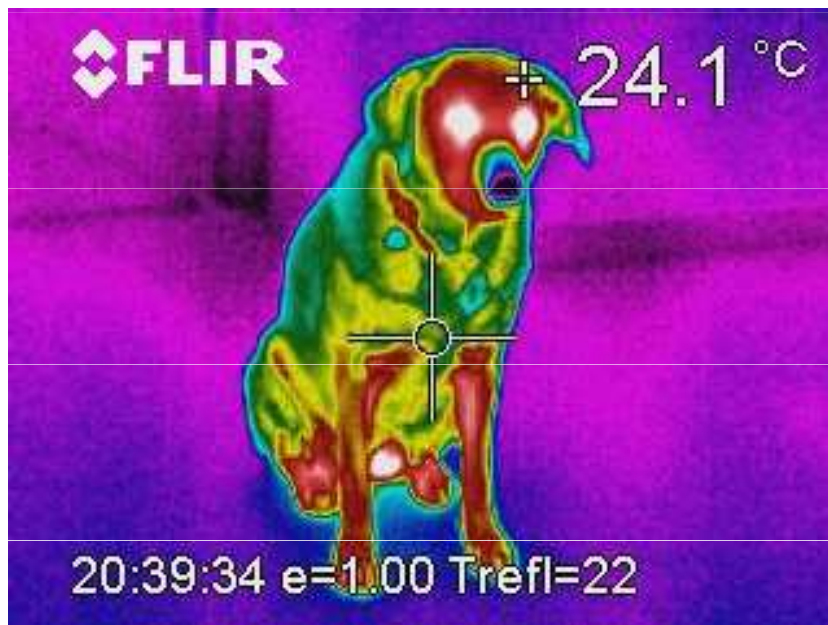


Výbojové

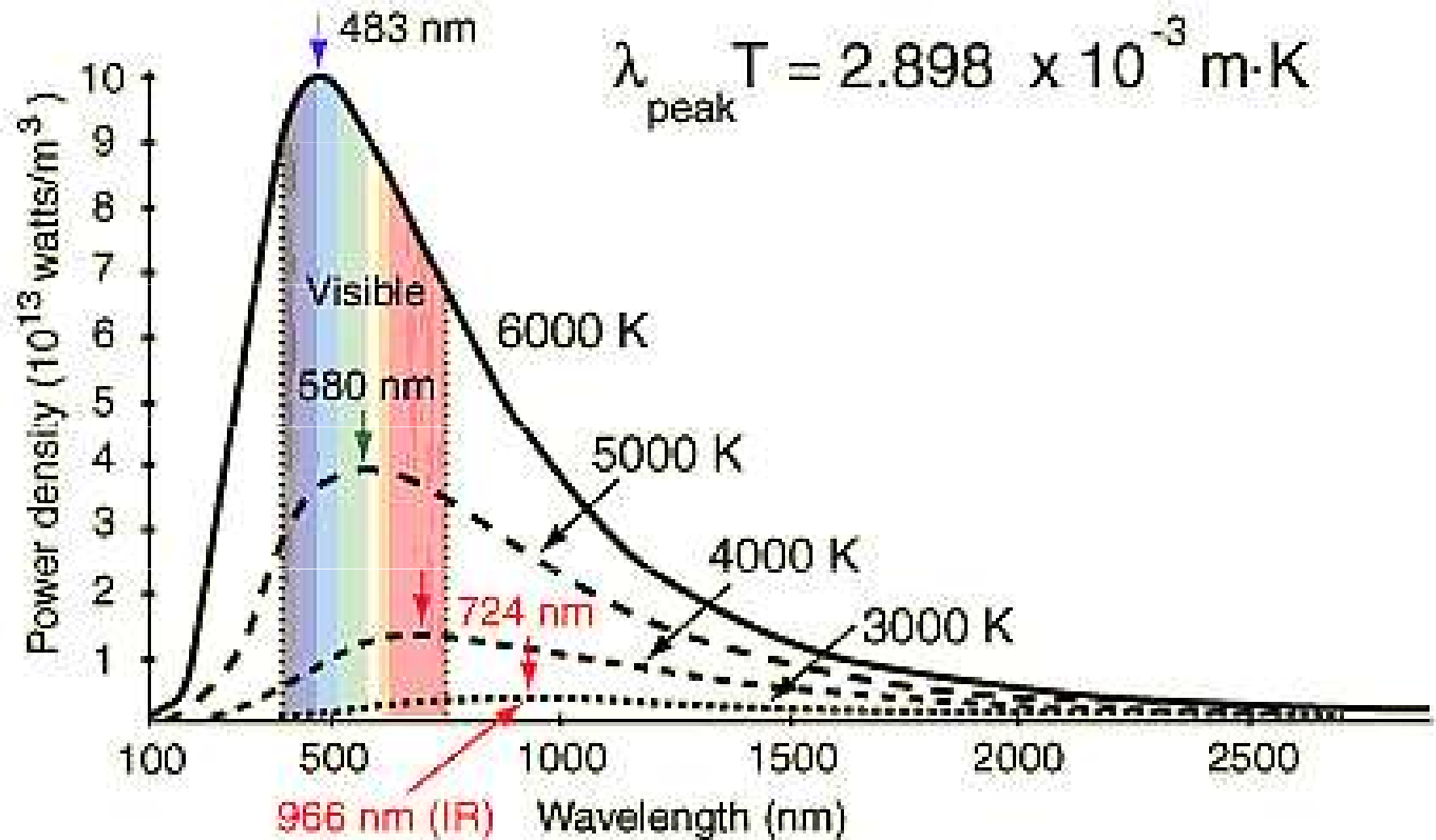


Luminiscenční - světélkující barvy, lasery,
LED, apod.

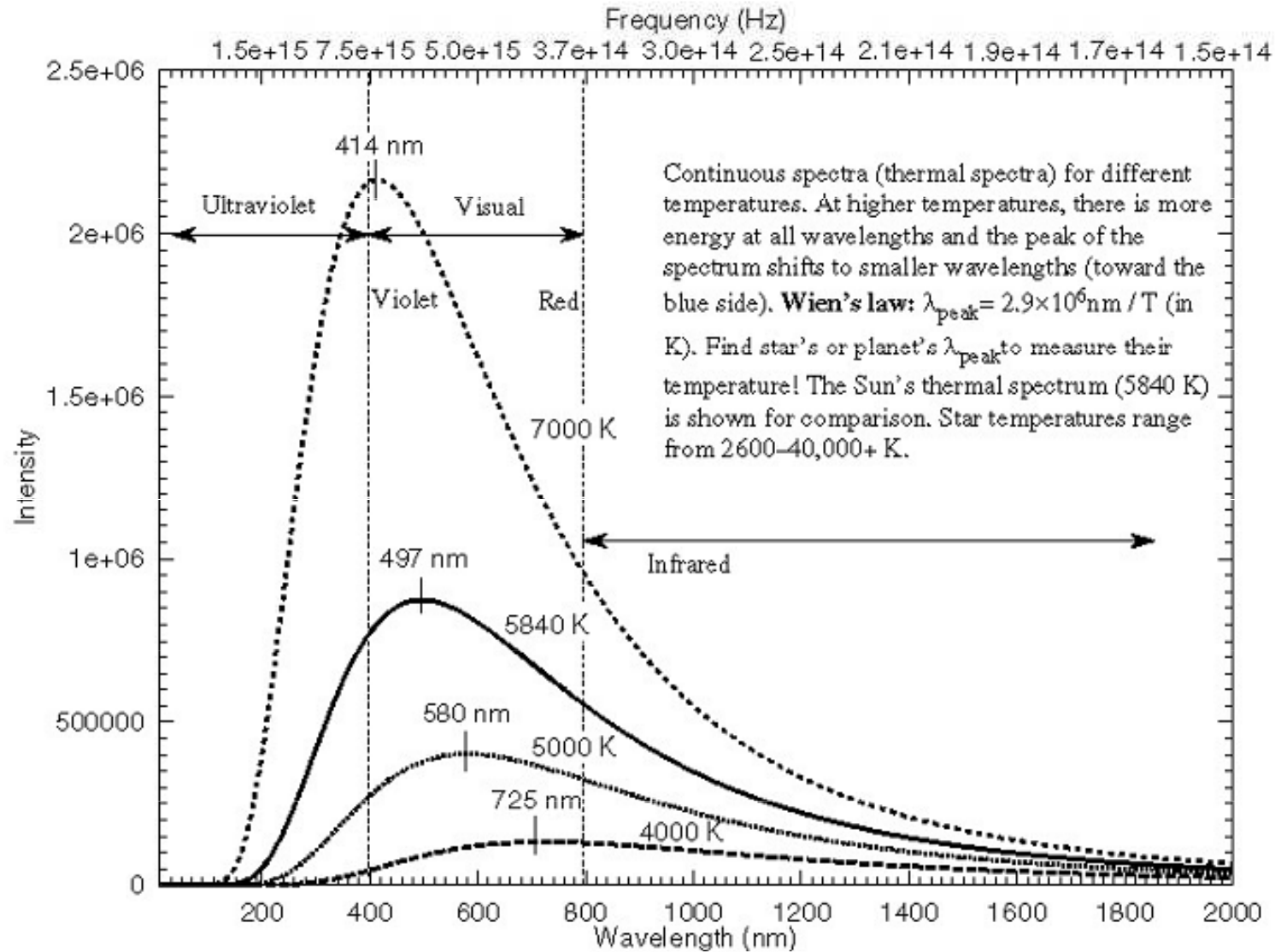




ZÁŘENÍ ABSOLUTNĚ ČERNÉHO TĚLESA



Záření absolutně černého tělesa

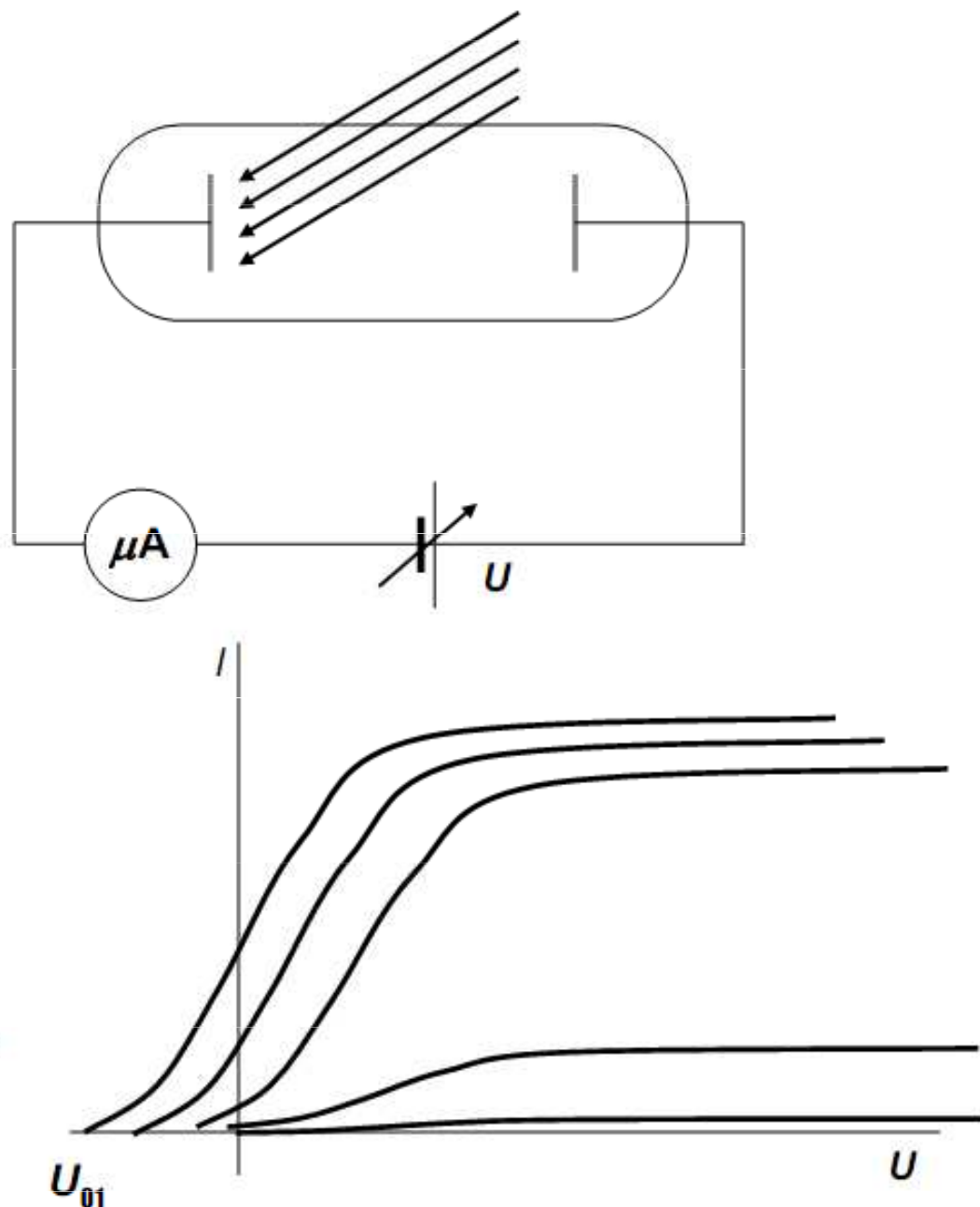


Fotoelektrický jev



Philipp Lenard (1862–1947)

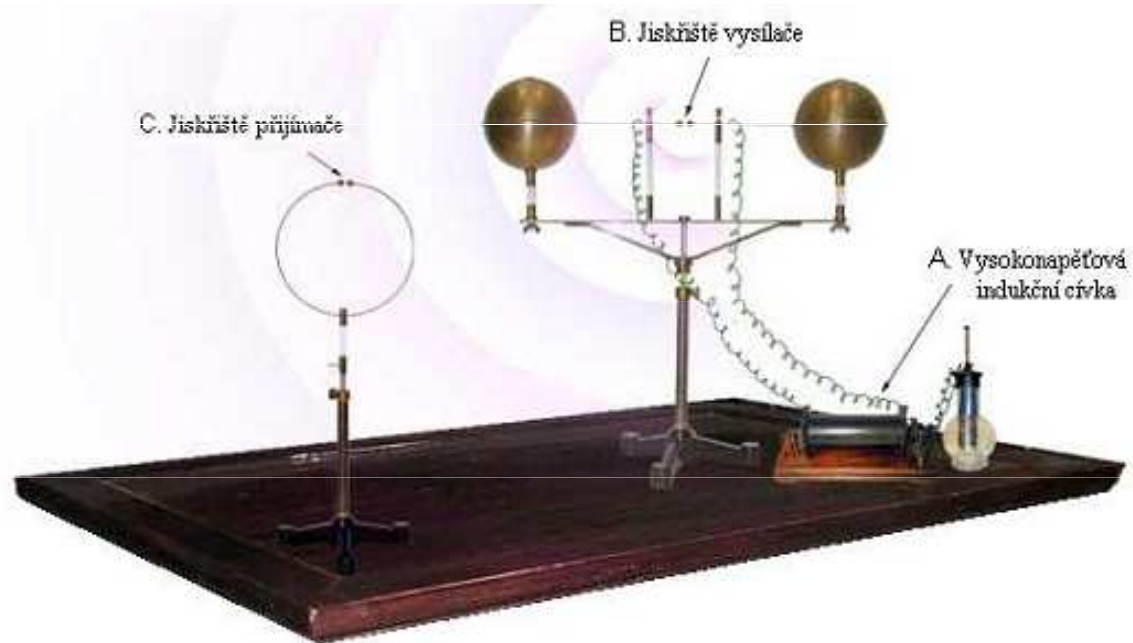
1898 Lenard a Thomson: při fotoelektrickém jevu jsou uvolňovány elektrony, jejich energie jsou úměrné frekvenci, ne intenzitě světla (jak odpovídalo klasické elektrodynamice)



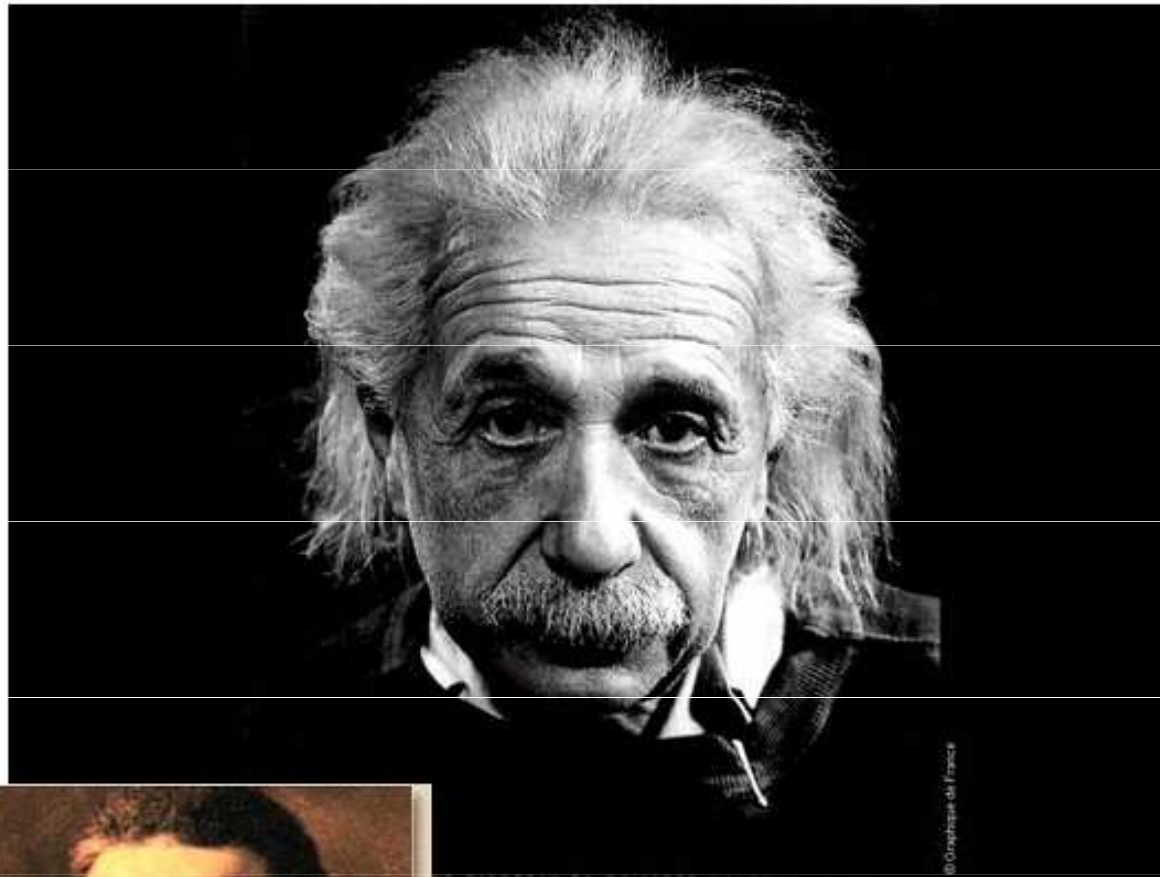
Historie:

Teorie elektromagnetismu (J.C. Maxwell) – světlo je elektromagnetické vlnění, elektromagnetické vlnění má vlastnosti analogické světlu – odraz elektromagnetického vlnění, lom na rozhraní atd.

Experimentální ověření existence elmg vln – Heinrich Hertz



Fotoelektrický jev



Albert Einstein (1879–1955)

1905 Einstein: světlo je v kvantech nejen uvolňováno, ale i absorbováno

$$h\nu = A + W_k$$

Energie kvanta se zčásti spotřebuje na výstupní práci elektronu z kovu (A), zbytek je kinetickou energií emitovaného elektronu.

Nobelova cena 1921

$$h\nu_{\min} = A \Rightarrow \nu_{\min} = \frac{A}{h}$$

kov	A / eV	kov	A / eV
Cs	1,81	Rb	2,16
K	2,22	Na	2,35
Pt	5,32		

Fotoelektrický jev

1905 Einstein: je-li světlo v kvantech volňováno i absorbováno, lze předpokládat, že se v kvantech i šíří: zavedení částice foton

foton má energii: $h\nu$

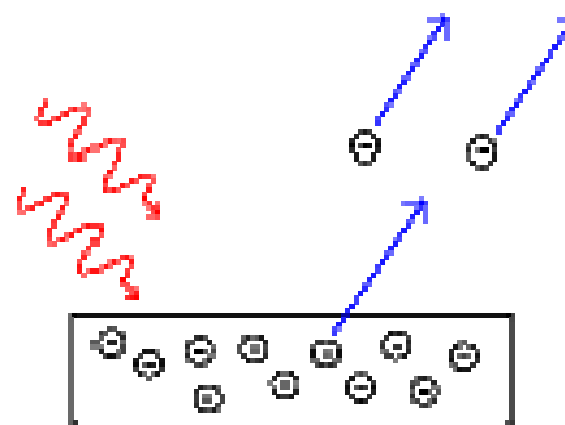
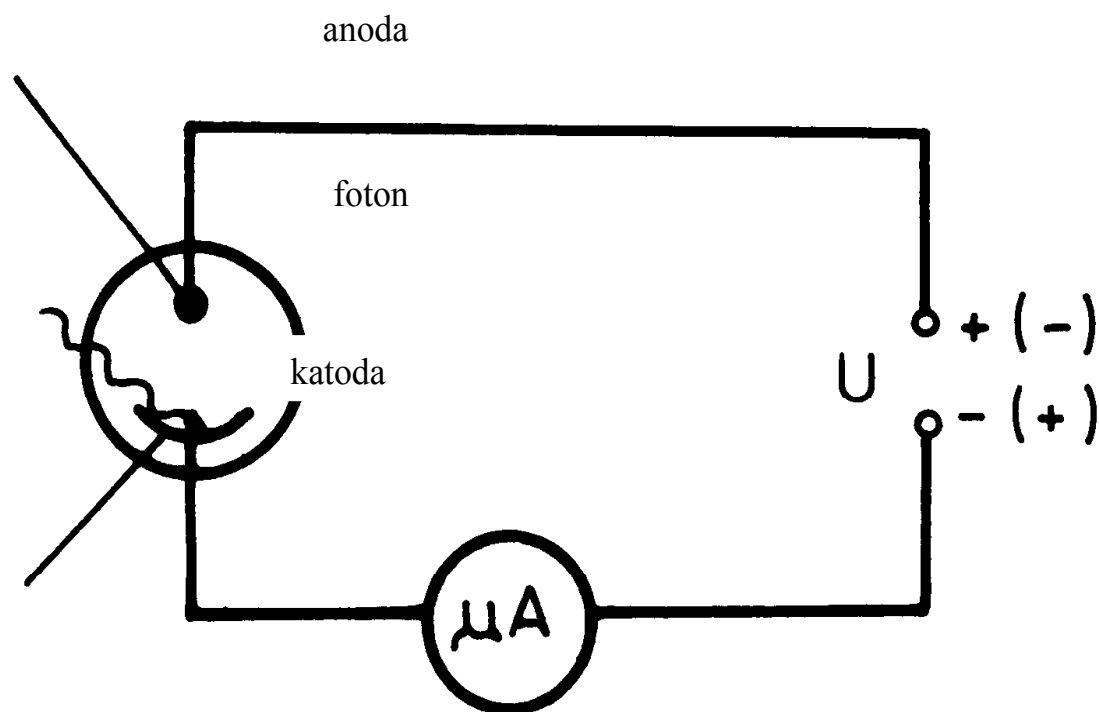
foton má klidovou hmotnost nulovou, protože se šíří rychlostí c

foton má hmotnost: $mc^2 = h\nu \Rightarrow m = \frac{h\nu}{c^2}$

foton má hybnost: $p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$

I. Vnější fotoelektrický jev

Dopadá-li na kov elektromagnetické záření určitých vlnových délek, uvolňují se z kovu elektrony (hovoříme o fotoemisi elektronů z kovu).

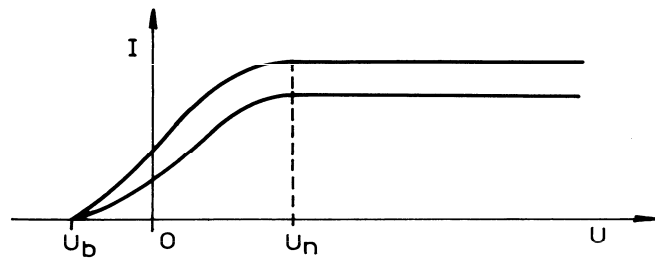


1. Elektrony jsou uvolněny jen tehdy, dopadá-li na kov záření frekvence $\nu \geq \nu_m$,

kde ν_m je mezní frekvence, je charakteristická pro daný kov).

2. Fotoemise nastává okamžitě po osvětlení kovu nezávisle na intenzitě dopadajícího záření.

Další zákonitost i lze ukázat na charakteristice fotočlánku, tj. závislosti $I=I(U)$.



Popis závislosti $I=I(U)$

- pro $U = 0$ (V) je $I \neq 0$ (A)

- pro $U > 0$ proud roste, až do určitého napětí U_n , které odpovídá nasycenému proudu (všech hny emitované elektrony jsou anodou přitaženy)

- pro $U < 0$ proud klesá, až při určitém napětí U_b , je roven nule (všechny emitované elektrony jsou el. polem ubrzděny). Hodnota U_b nezávisí na i intenzitě dopadajícího záření.

3. Počet uvolněných elektronů za jednotku času je úměrný intenzitě dopadajícího záření.

4. Maximální kinetická energie uvolněných elektronů nezávisí na intenzitě dopadajícího záření.

Tuto představu použil k vysvětlení fotoelektrického jevu poprvé A. Einstein v roce 1905 :

Jestliže kov pohltí foton záření, předá tento foton svou energii $h\nu$ některému elektronu (jen jednomu !!!) a platí

$h\nu = A_{\nu} + W_{k \max}$ Einsteinova rovnice fotoelektrického jevu

Výstupní práce A_{ν} je charakteristikou kovu. Aby se elektron z daného kovu mohl dostat ven, musí být splněna podmínka $h\nu \geq A_{\nu}$.

Mezní případ $h\nu = A_{\nu}$, tj. elektron vystoupí s nulovou kinetickou energií $W_k = 0$.

Z této rovnice dostaneme

$$\boxed{\nu_m = \frac{A_v}{h}}, \text{ resp. } \boxed{\lambda_m = \frac{hc}{A_v}},$$

kde ν_m je mezní frekvence

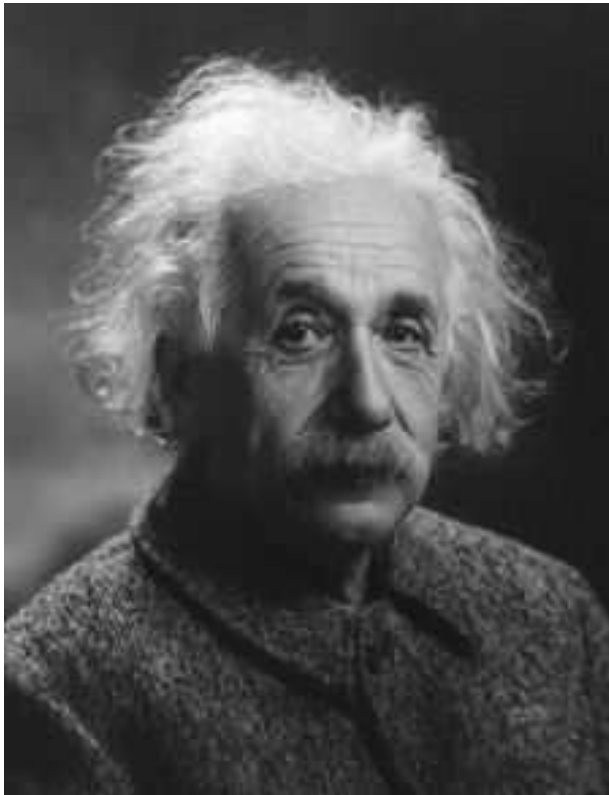
λ_m mezní vlnová délka pro vznik fotoelek. jevu u daného kovu.

Pro záporné napětí U_b , které ubrzdí všechny elektrony musí platit

$$W_{k \max} = eU_b$$

a tedy

$$\boxed{h \cdot \nu = A_v + eU_b}.$$



Albert Einstein

Narození	14. března 1879 Ulm , Württemberg , Německo
Úmrtí	18. dubna 1955 Princeton , New Jersey , USA
Obor	Fyzika
Známý díky	Obecná a speciální teorie relativity Objev zákonitostí fotoelektrického jevu E = mc²
Získaná ocenění	Nobelova cena za fyziku 1921