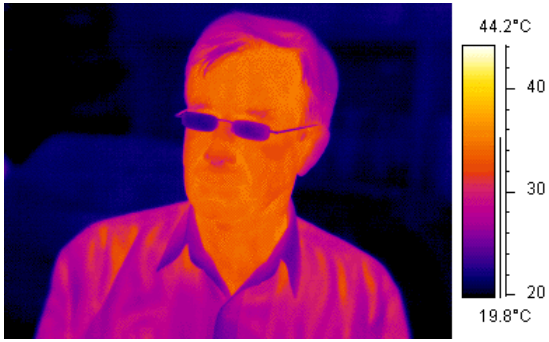
A hőmérsékleti sugárzás

Felhevített tárgyak esetében kb. 525 ºC hőmérsékletet elérve halvány vöröses fényhatás észlelhető, majd további melegítés hatására sárgán, illetve fehéren izzanak, azaz fényt (elektromágneses hullámokat a látható tartományban) bocsátanak ki.
- Tehát növekvő hőmérséklettel a spektrum a **rövidebb** hullámhosszak felé **tolódik** el és a kisugárzott **teljesítmény** rohamosan **nő**.

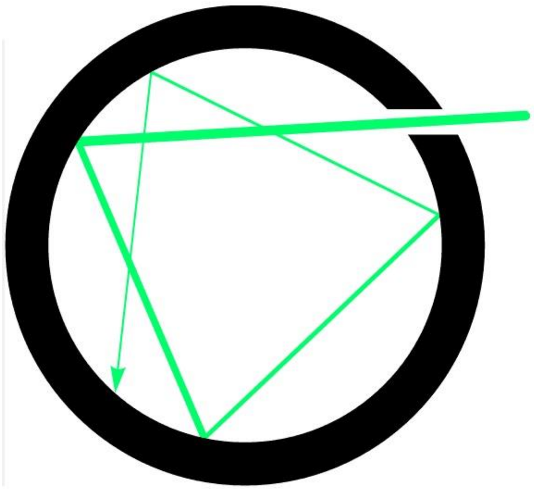


Bár csak a nagyon forró testek sugárzását láthatjuk saját szemünkkel, műszerek segítségével az alacsonyabb hőmérsékletű testek sugárzását is megmérhetjük. Minden test aminek a hőmérséklete nem abszolút nulla, az sugároz.

A hőmérsékleti sugárzást feketetest sugárzásnak is nevezik.

Ideális fekete test: amely a ráeső sugárzást teljesen elnyeli, és a kibocsátott sugárzása csak a hőmérséklettől függ. Ez bármely anyagból készült üreges testel és azon egy kicsiny lyukkal valósítható meg, mert a lyukra igaz, hogy
- a ráeső sugárzás a lyukon mind bemegy az üregbe
- az üreg belső faláról visszavert fény nagy valószínűséggel belül marad és elnyelődik
- belül az elektromágneses sugárzás és az anyag között termodinamikai egyensúly áll be
- a sugárzás spektruma ekkor csak az anyag hőmérsékletétől függ.

Hőmérsékleti sugárzás keletkezése

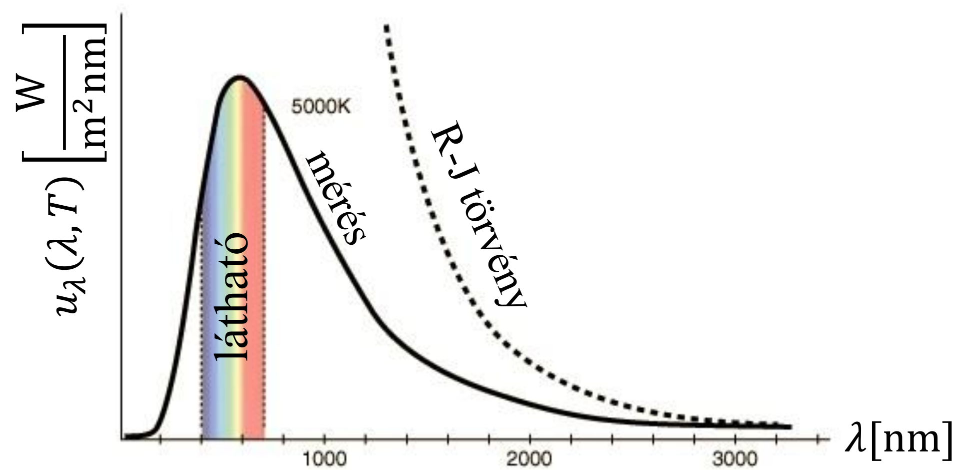


Az anyag falában nagyszámú oszcillátor mindenféle frekvenciájú rendszertelen rezgést végez.

Emisszió: a rezgő töltések sugárzást bocsátanak ki, melyekben mindenféle frekvencia és ezáltal hullámhossz fellép.

Abszorpció: az anyagra érkező sugárzás a megfelelő sajátfrekvenciájú oszcillátorokat rezonanciára készteti, így azok a sugárzásból energiát nyelnek el.

Rayleigh-Jeans törvény: a sugárzás és anyag ezen kölcsönhatását figyelembe véve, a Maxwell-egyenletek felhasználásával levezetett klasszikus spektrális energiasűrűség rövid hullámhosszakra végtelenhez tartott (ultraibolya katasztrófa).



Kvantált energiájú oszcillátorok

Planck (1900): az *f* frekvenciával rezgő oszcillátor energiája nem lehet tetszőleges, folytonosan változó érték, hanem csak egy ε energiakvantum egész számú többszöröse.

$\varepsilon = hf$ ahol h a Planck állandó: $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js

Ez a feltételezés jelentette a **kvantumfizika** kezdetét.
Az emisszió-képesség λ függésére (spektrális energiasűrűség) az alábbit kapta:

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(\lambda kT)-1}}$$ ahol k a Boltzmann állandó: $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K

Wien-féle eltolódási törvény: az $u(\lambda, T)$ eloszlást hullámhossz szerint deriválva kapjuk a csúcs helyére:

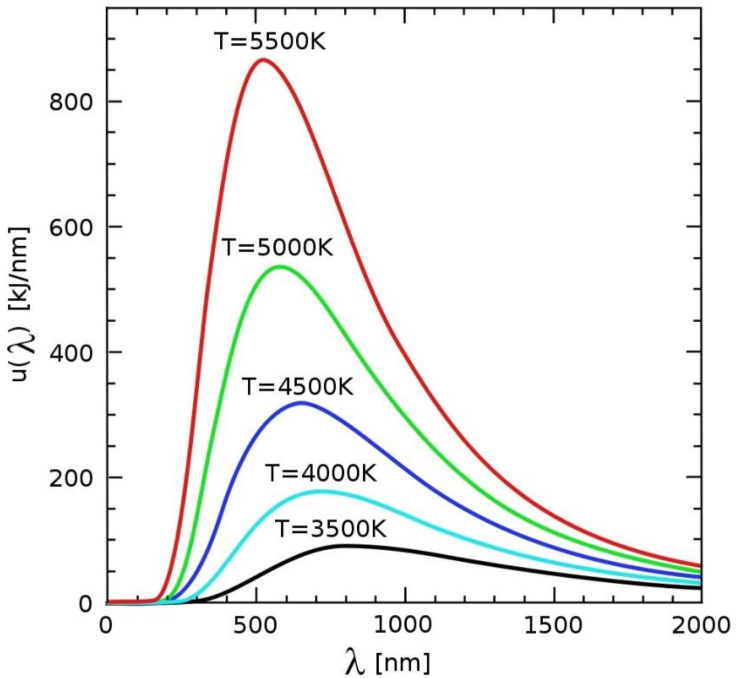
$$\lambda_{max} \cdot T = \textit{állandó}$$

A Wien-féle állandó értéke $2{,}9 \cdot 10^{-3}$ Km.

Stefan-Boltzmann törvény: az $u(\lambda, T)$ eloszlást hullámhossz szerint kiintegrálva (görbe alatti terület) megkapjuk a teljes kisugárzott teljesítményt. Egy T hőmérsékletű A felületű ideális fekete test esetén:

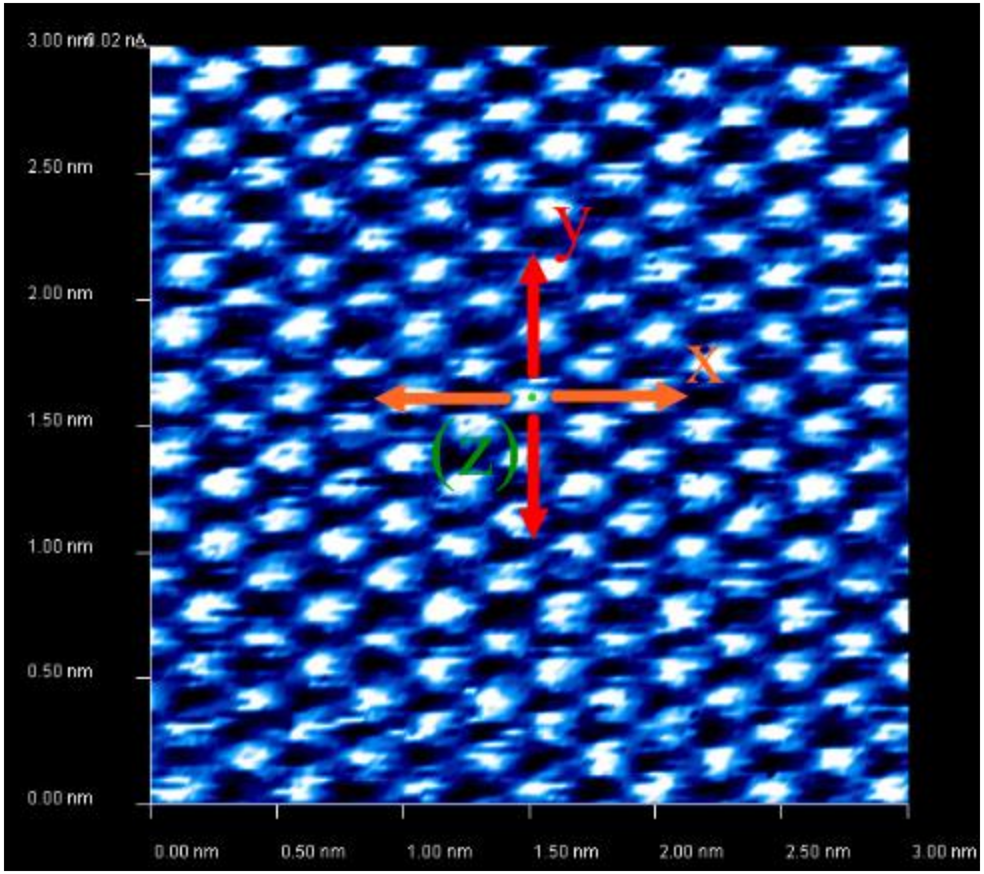
$$P = \sigma \cdot T^4 \cdot A$$

ahol $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ W/(m^2·K^4) a Stefan-Boltzmann állandó.



Dulong-Petit szabály

Szilárd testekben az atomok rezgéseket végeznek három egymásra merőleges (x, y, z) irányban. Minden irányhoz tartozik egy kinetikus és egy potenciális energia tag.



szén atomok pásztázó alagútmikroszkópos képe (3 nm × 3 nm) grafitban

Minden atomra: $f = 6$ szabadsági fok.

Szilárd test belső energiája:

$$E_b = \frac{f}{2} NkT = 3NkT = 3nRT$$

Mivel V = áll, $W = 0$,
a hőtan első főtétele alapján:

$$\Delta E_b = Q + W = Q$$

$$Q = 3nR\Delta T = c_M n \Delta T$$

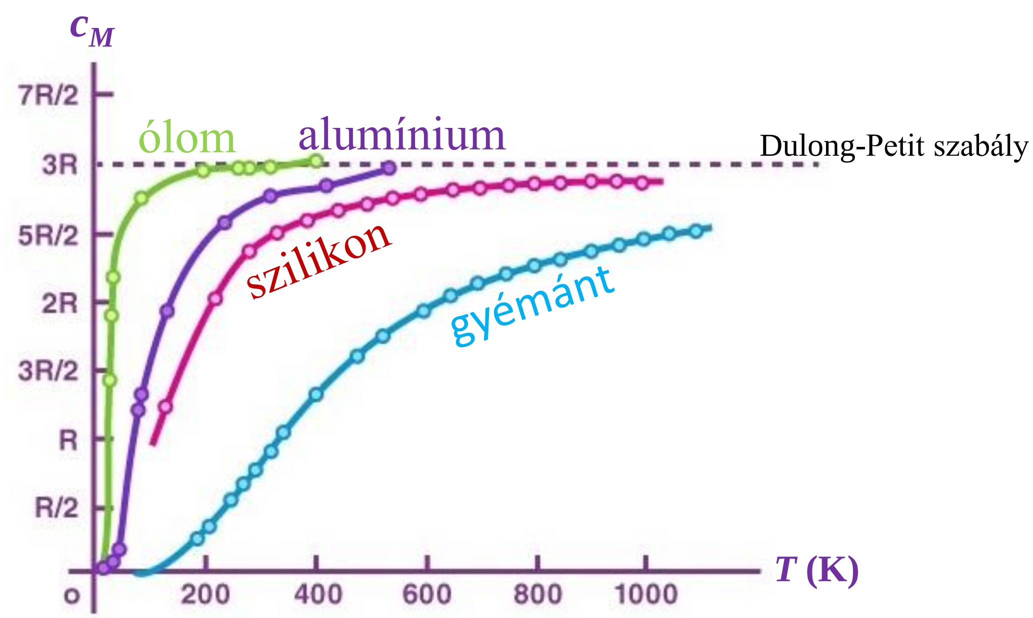
Dulong-Petit szabály:

a szilárd test mólhője:

$$\boxed{c_M = 3R}$$

Szilárdtestek mólhője kis hőmérsékleten

Tapasztalat szerint az abszolút nulla hőmérséklethez közeledve a mólhő értéke csökken.



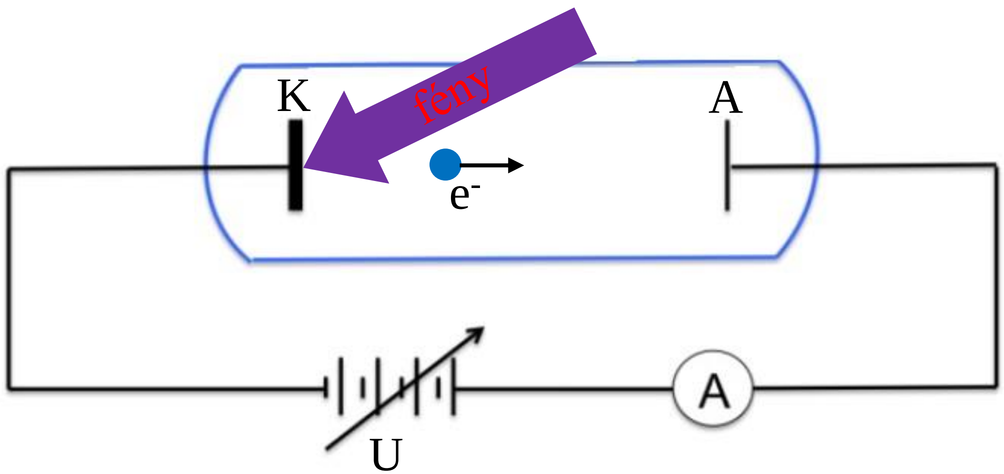
Einstein: a Planck hipotézist alkalmazva a kristályrácsban rezgő atomokra sikerült feloldania az elmélet és a tapasztalat közötti ellentmondást.
Tehát a kvantált energiájú oszcillátorokat feltételezve újabb sikeres elméleti magyarázatot sikerült találni egy jelenségre.

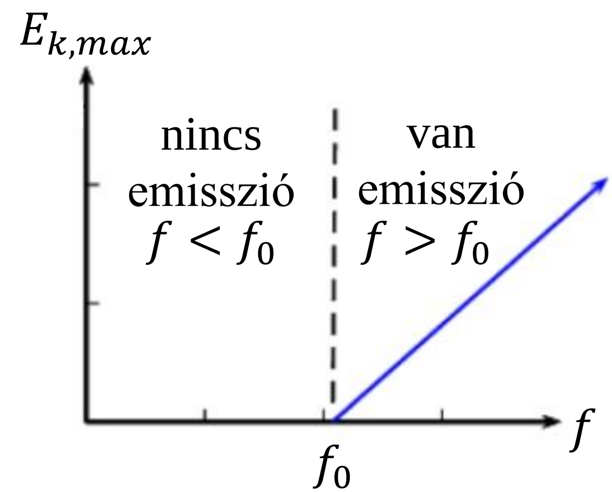
$$\boxed{E_n = n \cdot hf}$$

Fényelektromos hatás (fotoeffektus)

<u>19. század vége:</u> Ultraibolya fény hatására egy negatívan töltött cinklemez elveszíti töltését, vagyis elektronok hagyják el (fotoelektronok).

Kísérlet légritkított üvegcsőben:

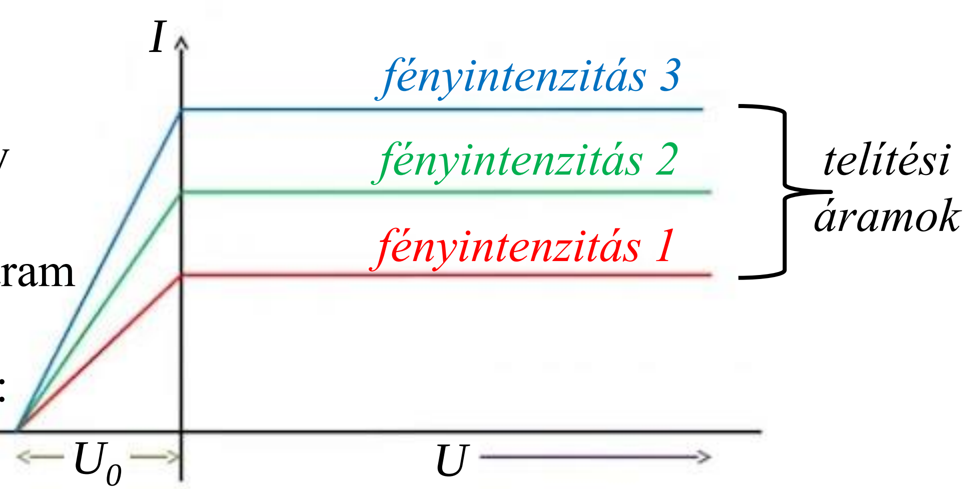




<u>Tapasztalatok:</u>

- egy bizonyos f_0 frekvencia alatt nincs elektron emisszió, vagyis fotoáram.
- nagy U feszültség esetén az áram elér egy telítési értéket a fényintenzitástól függően.
- ellentétes feszültséget alkalmazva a fotoáram csökken, és egy U_0 zárófeszültségnél nulla lesz. Elektronok mozgási energiájára:

$$E_{k,max} = eU_0$$



Ellentmondások a klasszikus fizikával

A kísérleti tapasztalatok nem egyeztethetők össze a fény klasszikus hullám természetével:

1. Ha a megvilágító fény frekvenciája nem ér el egy f_0 (határfrekvencia) értéket akkor elektronkilépés nincs, bármekkora is az intenzitás (f_0 az anyagi minőségtől függ).

A hullámelmélet alapján elegendő intenzitás esetén bármilyen frekvencián kellene lennie kilépésnek!

2. A kilépő elektronok maximális mozgási energiája nem függ az intenzitástól.

A hullámelmélet alapján nagyobb intenzitás nagyobb mozgási energiát kellene okozzon!

3. A kilépő elektronok maximális mozgási energiája a fény növekvő frekvenciájával nő.

A hullámelmélet nem jósol semmiféle ilyen függést a mozgási energiára!

4. Az elektronok kilépése szinte azonnal ($< 10^{-9}$ s) megindul a megvilágítás kezdetétől mérve, még alacsony intenzitás esetén is.

A klasszikus hullámelmélet alapján a fotoelektronoknak időbe telne elegendő energiát összegyűjteni, hogy kiszabaduljanak a fémből!

A fotoelektromos egyenlet

Einstein 1905-ben kiterjesztette Planck energiakvantumos feltételezését az elektromágneses hullámra:
Amikor a diszkrét energiákkal rendelkező oszcillátor egy alacsonyabb energiaszintre ugrik, akkor egy *hf* energiájú fénycsomag kerül kibocsátásra. Ez a csomag a **foton**, amely az elektromágneses sugárzás kvantuma.

A foton részecskeként viselkedik, energiája csak annak az egy elektronnak adódik oda, amellyel a foton kölcsönhatásba lép.

Einstein fotoelektromos egyenlete (később ezért Nobel-díjat kapott):

$$\boxed{E_{k,max} = hf - W_{ki}}$$

W_{ki}: fémre jellemző kilépési munka (egy e^- kiszabadításához szükséges minimális energia).

<u>Határfrekvencia, határhullámhossz:</u>
A foton összes energiája a kilökésre fordítódik, nem marad fel kinetikus energia:

$$hf_0 = W_{ki} \qquad \text{vagy} \qquad h\frac{c}{\lambda_0} = W_{ki}$$

Compton szórás

Compton 1923-ban szintén a foton fogalmat használta, hogy röntgen sugárzás szóródását írja le szabad elektronokon.

Klasszikus elmélet: ha *f* frekvenciájú EM sugárzás éri a szabad töltéseket tartalmazó anyagot, akkor ezek a töltések szintén *f* frekvenciával fognak rezegni, és újra kisugároznak EM hullámokat ezzel a frekvenciával.

Compton: ezek az újra kisugárzott hullámok szóródott fotonok.

Ha a szóródás foton-elektron ütközés, akkor az elektron meglökődik, és energiát vesz fel!

A szórt foton energiája emiatt csökken, hullámhossza nő!

Megmaradási törvények: lendület és teljes relativisztikus energia

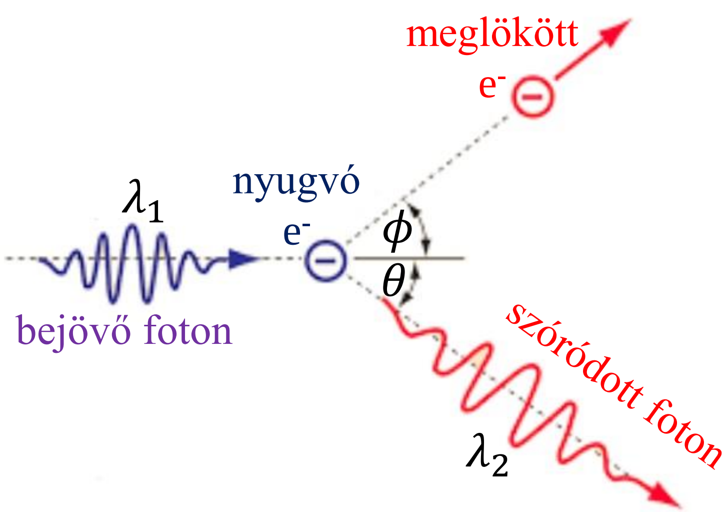
A foton lendülete:

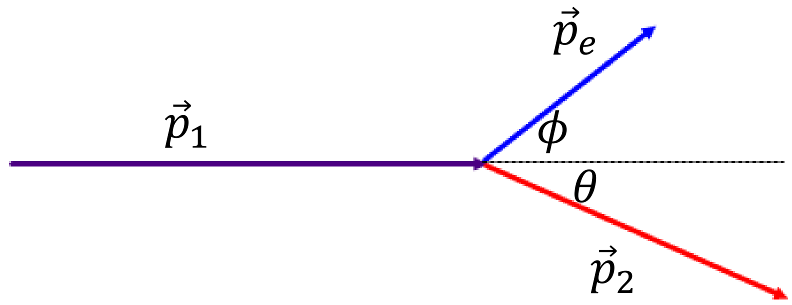
$$p^2c^2 + {m_0}^2c^4 = E^2$$

fotonra $\quad m_0 = 0 \quad$ és $\quad E = hf = h\frac{c}{\lambda}$

Tehát: $\quad pc = E = h\frac{c}{\lambda} \quad \rightarrow \quad \boxed{p = \frac{h}{\lambda}}$

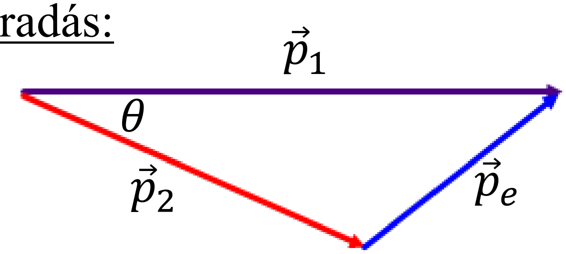
Foton-elektron ütközés





Lendületmegmaradás:

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_e + \vec{p}_2$$



$$p_e{}^2 = p_1{}^2 + p_2{}^2 - 2p_1p_2\cos\theta$$

Energiamegmaradás:

$$p_1c + m_ec^2 = \sqrt{p_e{}^2c^2 + m_e{}^2c^4} + p_2c$$

$$p_1c + m_ec^2 = \sqrt{(p_1{}^2 + p_2{}^2 - 2p_1p_2\cos\theta\,)c^2 + m_e{}^2c^4} + p_2c$$

$$p_1 + m_ec - p_2 = \sqrt{p_1{}^2 + p_2{}^2 - 2p_1p_2\cos\theta\ + m_e{}^2c^2}$$

$$p_1{}^2 + p_2{}^2 + m_e{}^2c^2 + 2m_ecp_1 - 2m_ecp_2 - 2p_1p_2 = p_1{}^2 + p_2{}^2 - 2p_1p_2\cos\theta\ + m_e{}^2c^2$$

Szóródott foton hullámhossza

$$\underline{p_1{}^2 + p_2{}^2} + \underline{m_e{}^2c^2} + 2m_ecp_1 - 2m_ecp_2 - 2p_1p_2 = \underline{p_1{}^2 + p_2{}^2} - 2p_1p_2\cos\theta \; + \underline{m_e{}^2c^2}$$

$$\frac{m_ec}{p_2} - \frac{m_ec}{p_1} = 1 - \cos\theta$$

$$\frac{1}{p_2} - \frac{1}{p_1} = \frac{1}{m_ec}(1 - \cos\theta\,)$$

$$\frac{\lambda_2}{h} - \frac{\lambda_1}{h} = \frac{1}{m_ec}(1 - \cos\theta\,)$$

$$\boxed{\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{h}{m_ec}(1 - \cos\theta\,)}$$

ahol $\frac{h}{m_ec} = 2{,}34 \cdot 10^{-12}$ m a Compton hullámhossz

Mivel a Compton hullámhossz nagyon kicsi, így a hullámhossz megváltozása rövid hullámhosszú gamma fotonokra válik jelentőssé az eredeti hullámhosszhoz képest.

Fény által okozott nyomás

Intenzitás: a fény irányára merőleges egységnyi felületet egységnyi idő alatt érő energia

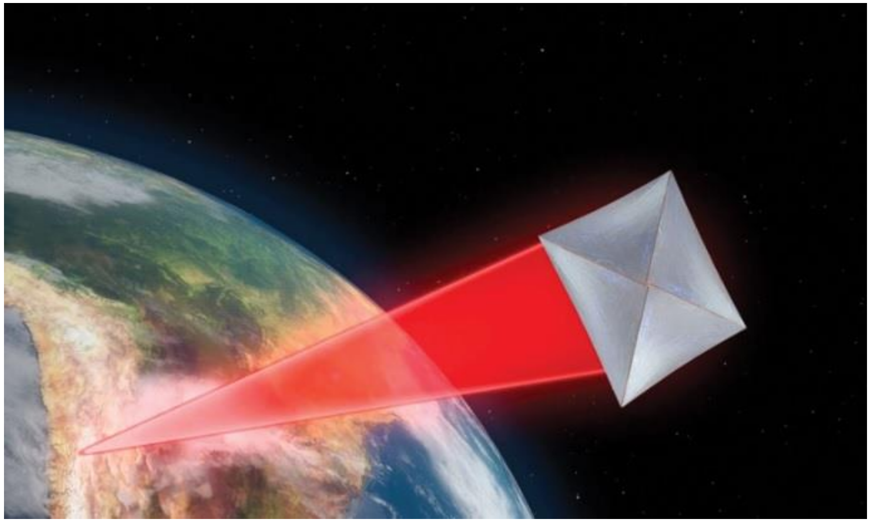
$$I = \frac{E}{tA} = \frac{Nhf}{tA} = \frac{Nhc}{tA\lambda}$$

Egyetlen foton lendületváltozásának nagysága:
- elnyelődéskor $\Delta p_f = h/\lambda$
- visszaverődéskor $\Delta p_f = 2h/\lambda$

A fény által kifejtett nyomás elnyelő felületre:

$$p = \frac{F}{A} = \frac{\left|\overrightarrow{\Delta p}\right|/t}{A} = \frac{N\Delta p_f}{tA} = \frac{Nh}{tA\lambda} = \frac{I}{c}$$

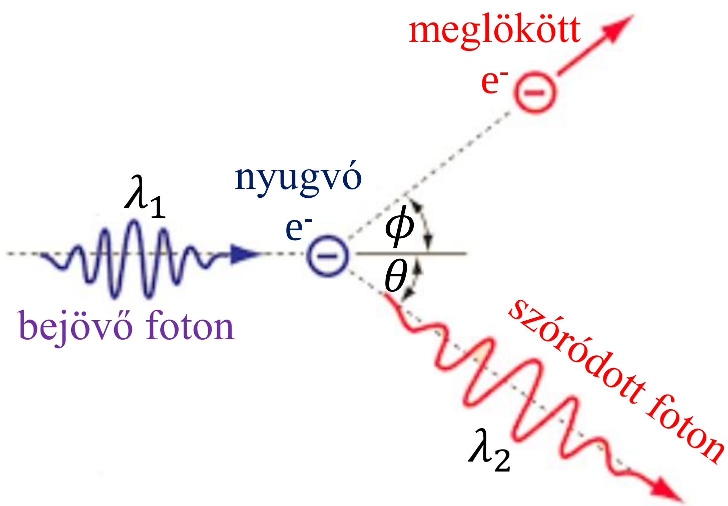
visszaverő felületnél: $p = \frac{2I}{c}$

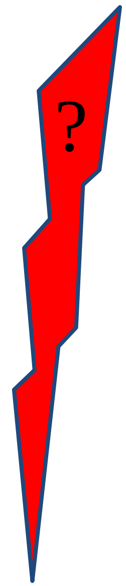


A fény kettős természete

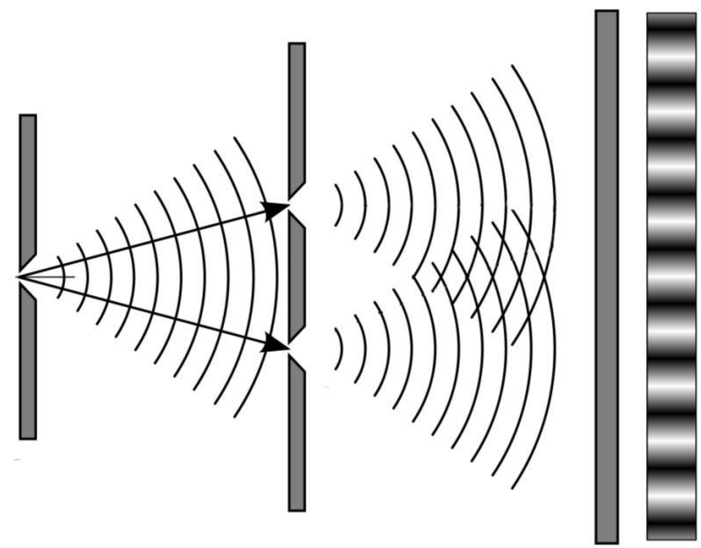
<u>Részecske-hullám kettősség:</u>
Bizonyos kísérleteknél a fény hullámtulajdonságot mutat, míg más esetekben a tapasztalatok a fotonokon alapuló részecskemodellel magyarázhatók.

A Compton-szóródás vagy fotoelektromos jelenség esetében a fotonok részecskeként viselkednek.
Vagy például a geometriai optikában sem nyilvánul meg a fény hullámtulajdonsága, csak egyenes vonalak mentén terjedő sugarakról beszélünk.





Amikor a fénysugár a hullámhosszával összemérhető résen halad keresztül, akkor elhajlást szenved, interferencia következik be. Pl. a Young-féle kétréses kísérletet elvégezve interferenciacsíkok keletkeznek (konstruktív és destruktív interferencia).



Anyagi részecskék hullámtermészete

<u>Louis de Broglie (1924):</u>
Felvetette, hogy ez a kettős természet talán az anyagi részecskékre is igaz.
Tehát a fotonokra levezetett lendület-hullámhossz és energia-frekvencia kapcsolat pl. elektronokra is érvényes:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \qquad \text{és} \qquad f = \frac{E}{h} = \frac{mc^2}{h} \qquad \text{ahol} \qquad m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

Nagy sebességeknél természetesen a relativisztikus tömeggel kell számolni!

Például 150V feszültséggel felgyorsított elektronok esetén („kis” sebesség):

$$W = E_k = qU = -1{,}6 \cdot 10^{-19}\mathrm{C} \cdot (-150\mathrm{V}) = 2{,}4 \cdot 10^{-17}\mathrm{J} = 0{,}5 \cdot mv^2$$

$$v = \sqrt{\frac{2W}{m}} = \sqrt{\frac{4{,}8 \cdot 10^{-17}\mathrm{J}}{9{,}11 \cdot 10^{-31}\mathrm{kg}}} = 7{,}26 \cdot 10^6 \,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} = 0{,}024\mathrm{c}$$

tényleg „lassú”

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6{,}63 \cdot 10^{-34}\mathrm{Js}}{9{,}11 \cdot 10^{-31}\mathrm{kg} \cdot 7{,}26 \cdot 10^6 \,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}} = \underline{\underline{10^{-10}\mathrm{m}}} \longleftarrow$$

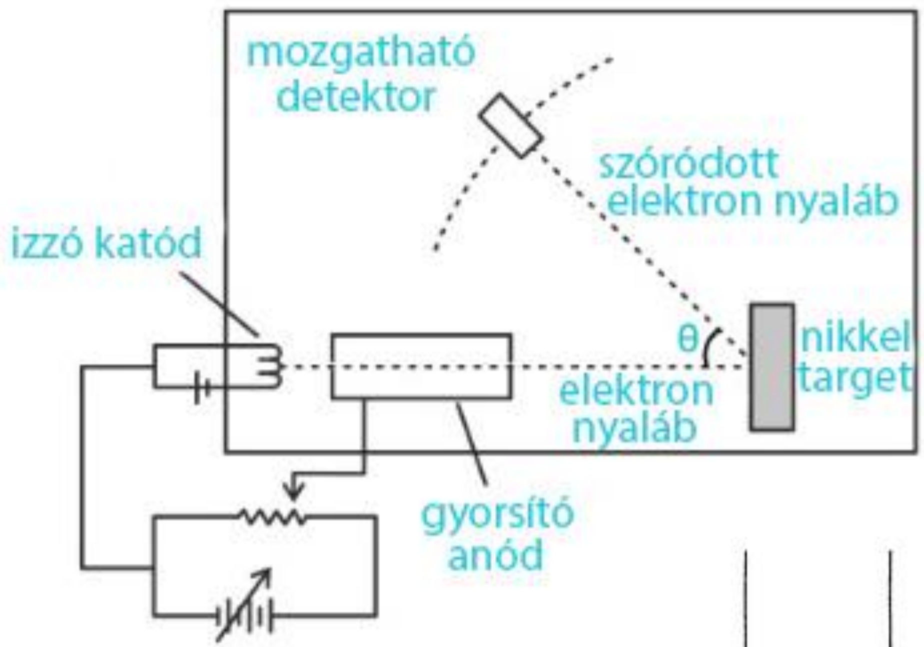
kb. 1 atom átmérője, röntgensugárzás hullámhossza!

Példa:

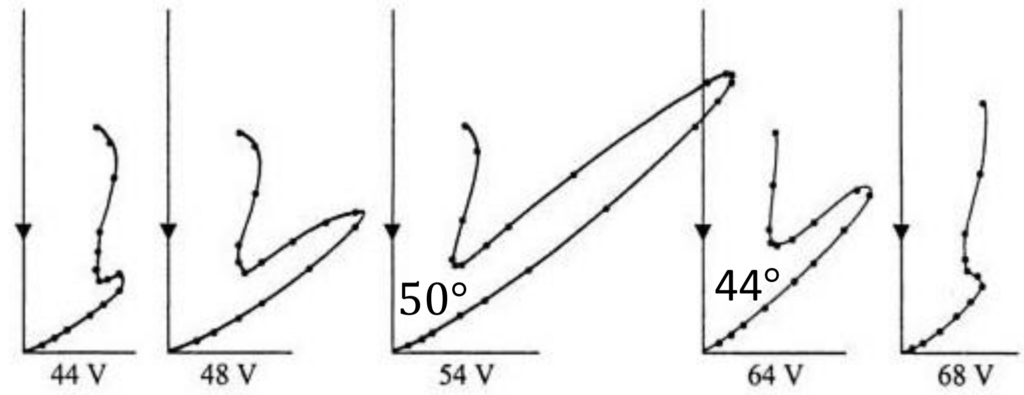
Egy apró homokszem tömege kb. 0,2 μg, sebessége 0,1 mm/s.
Mekkora egy ilyen részecske de Broglie hullámhossza?

Anyaghullámok kísérleti bizonyítéka (Davisson-Germer)

<u>Davisson-Germer kísérlet (1927):</u>
Elektronágyúból 30-300V feszültséggel gyorsított keskeny elektronnyaláb merőlegesen elhelyezett nikkel egykristályra.
Áram mérése a szög és feszültség függvényében.



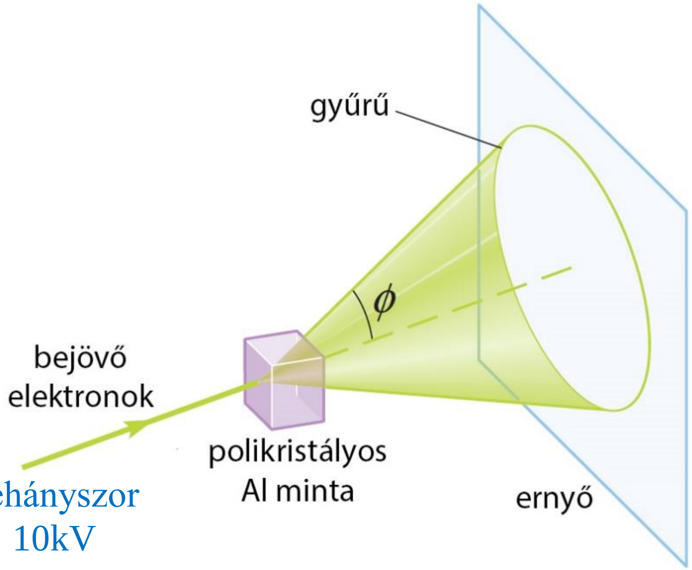
Éles maximumok bizonyos U és Θ értékre → interferencia!



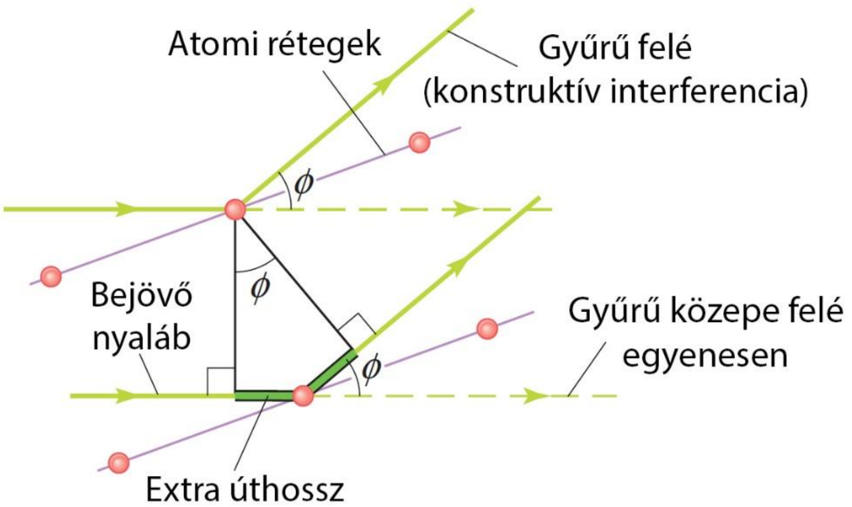
Az eredmény a röntgendiffrakcióval megegyező!
A hullámhossz helyesnek adódik!

Anyaghullámok kísérleti bizonyítéka (Thomson)

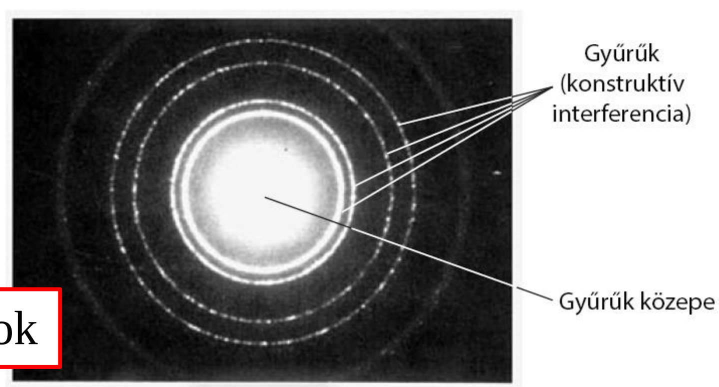
<u>G. P. Thomson (1927):</u>
Az elektront, mint elemi részecskét felfedező J. J. Thomson fia az apja által is használt katódsugárcső segítségével szintén bebizonyította az elektron hullámtulajdonságát.
A keletkező gyűrűk ugyanolyanok, mint megegyező hullámhosszú röntgensugarak esetén!



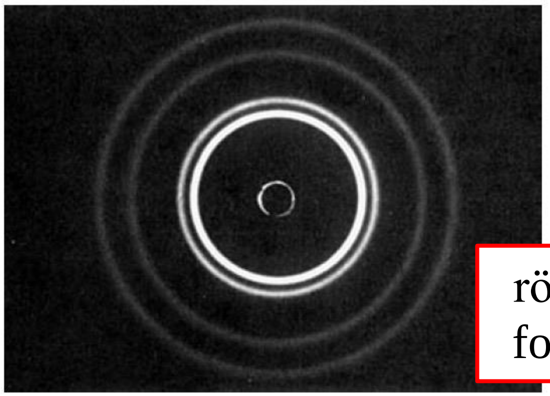
néhányszor
10kV



mágneses
térben
eltolódik!



elektronok



mágneses
térben
nem tolódik el!

röntgen
fotonok

Elektronmikroszkóp

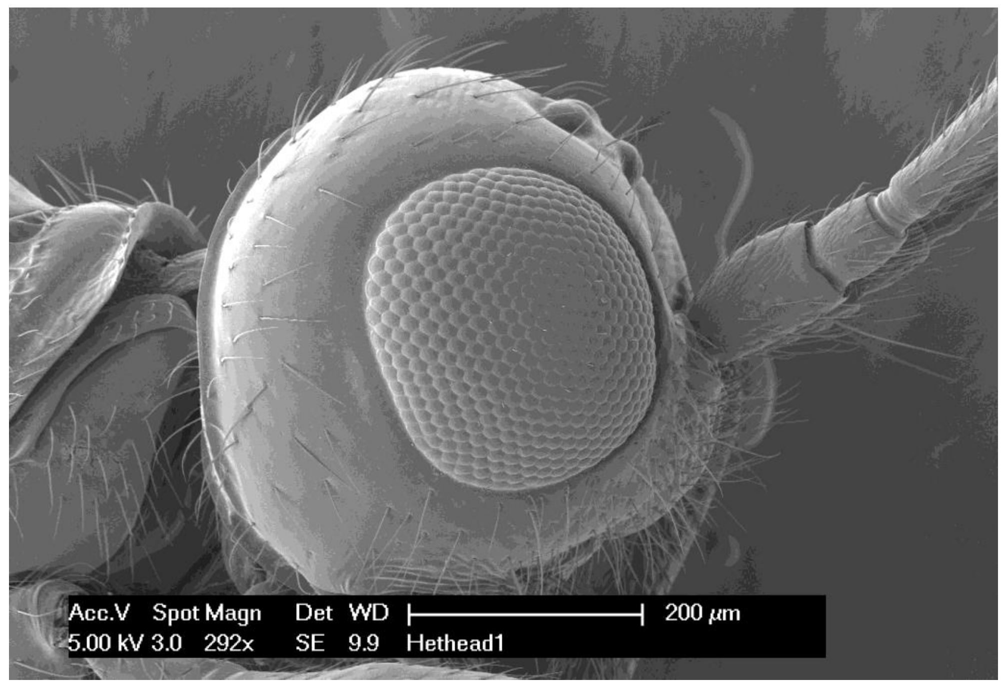
Az elektronmikroszkóp feloldóképességét az elektron de Broglie hullámhossza határozza meg. Mivel ez sokkal kisebb lehet a látható fény hullámhosszánál, így a felbontása is sokkal jobb!

$$d = \frac{\lambda}{\sin u}$$

d: két tárgypont legkisebb távolsága

u: objektív nyílásszöge

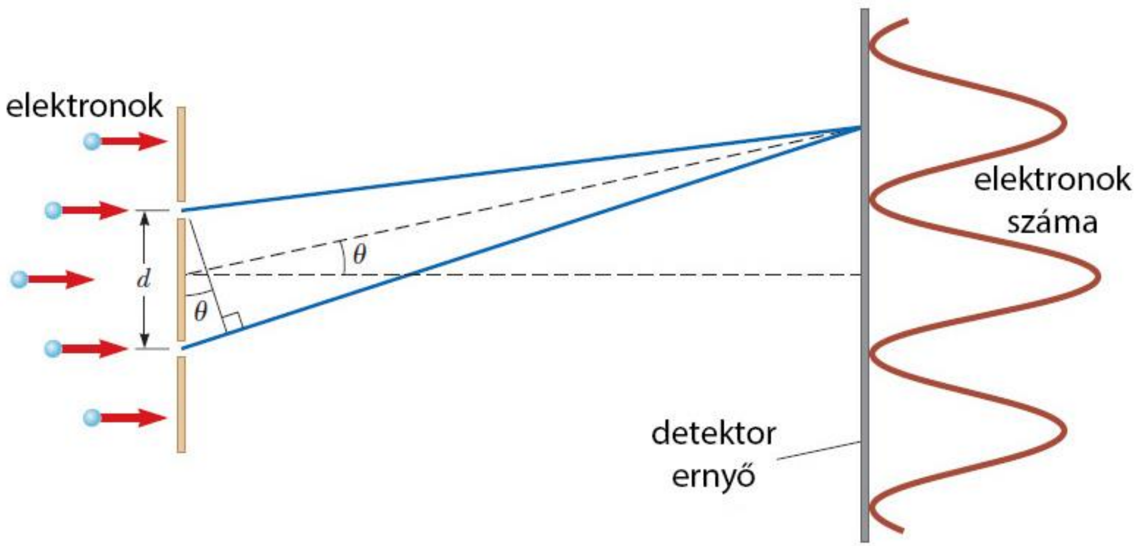
Az elektronmikroszkóp nem működhetne ha az elektron nem viselkedne hullámként!



Kétréses kísérlet részecskékkel

A részecskenyalábok esetében bekövetkező diffrakciót később protonok, neutronok, atomok és molekulák esetében is sikerült bemutatni, és a hullámhossz mindig egyezett a várakozással.

Az interferencia akkor is megjelenik, ha egyszerre 1 foton vagy 1 elektron érkezik a résekhez!



Koherens hullámok konstruktív interferenciájának (erősítés) feltétele, hogy az úthosszak különbsége a hullámhossz egész számú többszöröse legyen. Ekkor a hullámok fázisban lesznek az adott pontban:

$$\boxed{d \sin\theta = n\lambda}$$

ernyőn detektált fotonok vagy elektronok