A sugárzás kvantumos természete

A hőmérsékleti sugárzás

Bevezetés
A következőkben azokat a századforduló táján kutatott főbb jelenségeket tekintjük át, amelyek megértése a klasszikus fizika alapján nem volt lehetséges. E jelenségek vizsgálata vezette a fizikusokat a mikrovilág, az atomok törvényszerűségeinek felismeréséhez, igy ezek alkotják az új tudományág, a kvantumelmélet kísérleti alapjait. Történeti és didaktikai szempontok alapján is célszerű e jelenségek vizsgálatát a hőmérsékleti sugárzással kezdeni. Ezzel a jelenséggel a klasszikus tárgyak (termodinamika, elektrodinamika) keretében nem foglalkoztunk, bár számos jellemzője jól megérthető lenne ezeken a tudományágakon belül is. Igy vizsgálatainkat a hőmérsékleti sugárzásra vonatkozó klasszikus eredményekkel kezdjük.

Alapjelenségek
Mindennapi tapasztalat, hogy *a melegített testek hősugárzást (infravörös sugárzást) bocsájtanak ki.* Például a forró kályha melegét a bőrünk a fűtőtesttől távol akkor is érzékeli, ha a szoba levegője egyébként még hideg. A testeket *tovább melegítve* azok *egyre nagyobb frekvenciájú* elektromágneses sugárzást bocsájtanak ki (vörös- majd fehér izzás), miközben a kibocsájtott *összenergia a hőmérséklettel* rohamosan *növekszik*. Mivel ezzel az elektromágneses sugárzás kibocsájtó képességgel minden melegített test rendelkezik, ennek az oka nyilvánvalóan a test hőmérséklete és nem különleges összetétele. Igy ezt a sugárzást hőmérsékleti sugárzásnak nevezzük. Nyilvánvaló, hogy vannak különleges összetételű testek (fénycső, szentjánosbogár, stb.), amelyek *hidegen* is képesek fényt kibocsájtani és sugárzásuk nem ebbe a kategóriába tartozik *(lumineszcencia sugárzások).* Már a múlt század első felében ismertté vált az a tény is, hogy hőmérsékleti sugárzást a *környezetüknél hidegebb testek is kibocsájtanak,* ennek a mennyisége azonban kisebb annál, mint amit e tárgyak a környezet sugárzásából elnyelnek. Ehhez hasonlóan a hőmérsékleti egyensúly nem a hősugárzás hiányát jelenti, hanem csak azt, hogy a környezetével *hőmérsékleti egyensúlyban* lévő tárgy pontosan *annyi energiát sugároz ki, mint amennyit elnyel.* Szintén több mint egy évszázados az a felismerés, hogy a tárgyak sugárzás kibocsájtó képessége (emisszióképesség) és sugárzás elnyelő képessége (abszorpcióképesség) egymással szigorúan arányos mennyiségek.

Spektrális emisszióképesség: e (f, T)
A T hőmérsékletű test egységnyi felülete által egységnyi idő alatt az f körüli egységnyi frekvenciatartományban kisugárzott elektromágneses energia. (Az egységnyi idő alatt kisugárzott energiát másképpen kisugárzott teljesítménynek is nevezhetjük.) Ez anyagfüggő.
[teljesítménysűrűség / frekvencia]

Spektrális abszorpcióképesség: a (f, T)
Megadja hogy a T hőmérsékletű test a ν körüli egységnyi frekvencia-tartományban a ráeső elektromágneses sugárzás hányad részét nyeli el. Ez is anyagfüggő.
$0 < a(f, T) < 1$ (dimenziótlan)

KIRCHHOFF törvény :

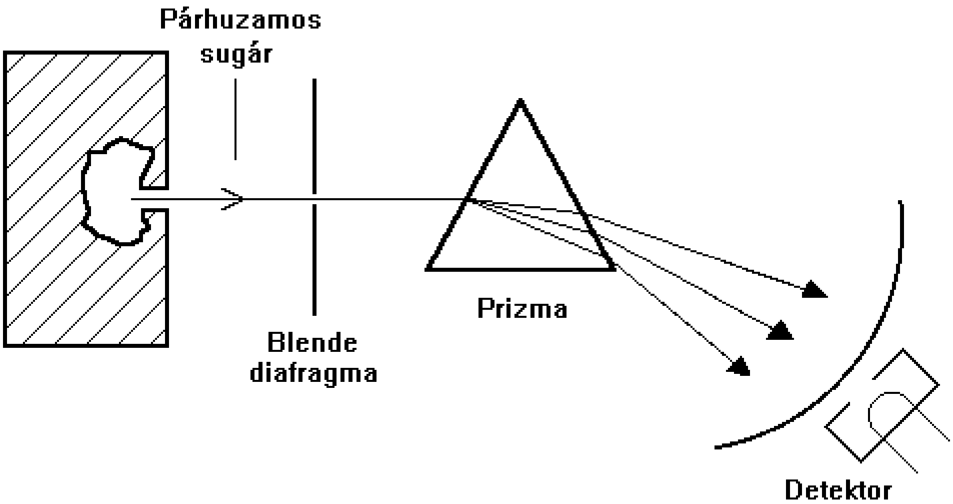
$$E(f,T) = \frac{\mathrm{e}(f,\mathrm{T})}{\mathrm{a}(f,\mathrm{T})}$$: anyagi minőségtől független univerzális függvény.

Azaz bár a test emisszióképessége és abszorpcióképessége anyagfüggő, a hányadosuk független az anyagi minőségtől..

A fizikában arra törekszünk, hogy anyagi minőségtől független egyenleteket alkossunk, ezért E(f,T)-t akarjuk használni.

Ha a(f,T)=1 akkor a test abszolút fekete test. Ekkor e(f,T) = E(f,T).

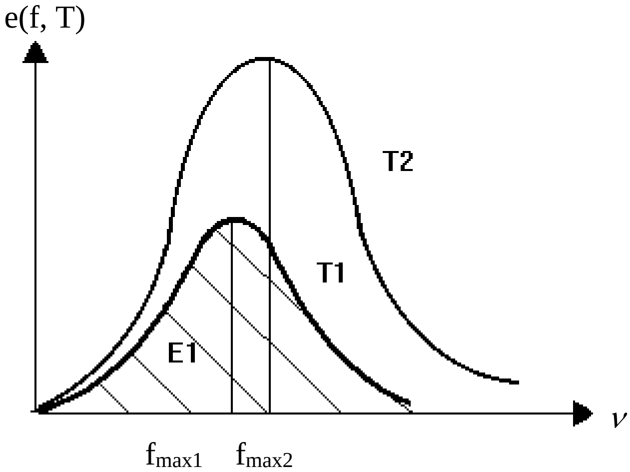
Az abszolút fekete test modellje:
Legjobb modellje egy üreg falán lévő lyuk. Az üregbe a lyukon belépő sugárzás a szemközti falon szóródva igen kis eséllyel tud a lyukon visszamenni. A modell akkor jó, ha a lyuk mérete igen kicsi az üreghez képest. Még tökéletesebb a modell, ha az üreg fala maga is jó sugárzás elnyelő, tehát pl. kormozott.



detektor : eszköz, melyben egy hőmérő a bejövő sugárzást méri

Izzítsuk a testet T hőmérsékletre, majd blendézzük (blende = pici rések sorozata).
Bármely közeg törésmutatója függvénye a frekvenciának ⇒ DISZPERZIÓ / n = n (f) /

Eredmény : Az abszolút fekete test sugárzásának spektrális eloszlása (spektruma).



f_{max1} : a maximális spektrális emisszióhoz tartozó frekvencia T_1 hőmérsékleten.
f_{max2}: a maximális spektrális emisszióhoz tartozó frekvencia T_2 hőmérsékleten. $T_2 > T_1$

Állítások :

1. Melegebb fekete test minden frekvencián jobban sugároz (több sugárzást bocsájt ki)

2. Az egységnyi felület által kibocsátott összes teljesítmény: a különböző frekvenciákon kibocsájtott teljesítményeket összeadogatjuk (idegen szóval integráljuk, de magasabb matematikát az Eü. Karon nem tanítunk).

$$E(T) = \sum_{i=0}^{\infty} e(f_i, T)\Delta f_i \quad \left(= \int_0^{\infty} e(f,T)df\right)$$

E(T) a hőmérséklet növelésével rohamosan növekszik.

Az ehhez tartozó kvantitatív képlet :

$$\mathbf{E(T) = \sigma T^4}$$ **<u>Stefan - Boltzmann törvény</u>**

(a kibocsátott összenergia az abszolút hőmérséklet negyedik hatványával arányos)

σ : Stefan - Boltzmann konstans, értéke : $5{,}67 \cdot 10^{-8} \dfrac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^2K^4}}$

(ez az érték kísérletileg és elméletileg is bizonyított)

pl: $T_2 = 2\ T_1$

$E(T_2) = 16\ E(T_1)$

Tehát kétszer magasabb hőmérsékletű test tizenhatszor több energiát bocsájt ki.

3. Ha a hőmérséklet (T) nő, akkor a maximális spektrális emisszióhoz tartozó frekvencia (f_m) is nő.

Minél jobban melegítjük annál nagyobb frekvenciájú a sugárzás.

$$\frac{f_{m2}}{f_{m1}} = \frac{T_2}{T_1}$$ **<u>Wien - törvény</u>** (Wien-féle eltolódási törvény)

$$\left(\frac{f_{m2}}{T_2} = \frac{f_{m1}}{T_1}\right)$$ (Másik alakja)

A spektrális eloszlásfüggvény E(f,T) levezetése:

(*Planck* 1900. december 14. a Porosz Akadémián 17 nappal a XX. század előtt.)

A klasszikus termodinamika több évtizeden keresztül nem tudta megmagyarázni az eloszlásfüggvény alakját, ez Plancknak egy teljesen új, az alábbiakban részletezett feltételezéssel sikerült:

Az üregben az elektromágneses sugárzás (energia) nyilvánvalóan elektromágneses állóhullámok formájában van jelen, hisz a sugárzás kitölti az üreget. A hullámok módusai, mint rezgő rendszerek (oszcillátorok) nem vehetnek fel tetszőlegesen kicsi energiát. Ezt a minimális energiát ε_1-gyel jelölve a felvehető energia ennek egész számú többszöröse:

$E_n = n\varepsilon_1$ n: egész szám n= 0,1,2,.........

A termodinamika alapján levezethető, hogy az oszcillátor átlagos energiája

$$\boxed{\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1}{e^{\frac{\varepsilon_1}{kT}} - 1}}$$

Ha ε_1 tartana a 0-hoz, akkor visszakapnánk a folytonos energia esetét, és az $\bar{\varepsilon} = kT$ Értéket. Ez teljesen rendben van, mert egy állóhullám módus a termodinamika szerint két termodinamikai szabadsági fokú rendszer és egy szabadsági fokra a klasszikus termodinamika szerint átlagosan ½ kT energia jut.

$$\bar{\varepsilon} = 2 \cdot \frac{1}{2} kT$$

De Planck azt mondta, hogy a felvehető energiaadag ne legyen tetszőlegesen kicsi. Legyen véges nagyságú és ez az energiaadag legyen arányos a frekvenciával:
(Tehát $\varepsilon_1 \to 0$ annál inkább téves , minél nagyobb a frekvencia.)

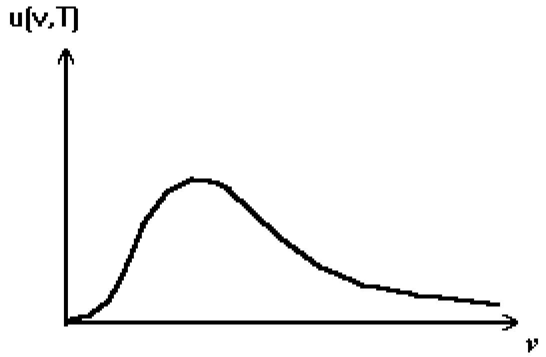
$$\boxed{\varepsilon_1 = h \cdot f}$$

A h konstans mai neve: Planck-állandó
A kísérleti adatokkal akkor a legjobb az egyezés, ha $h=6{,}63\cdot10^{-34}$ Js
Az adag neve idegen szóval kvantum.

Behelyettesítünk:

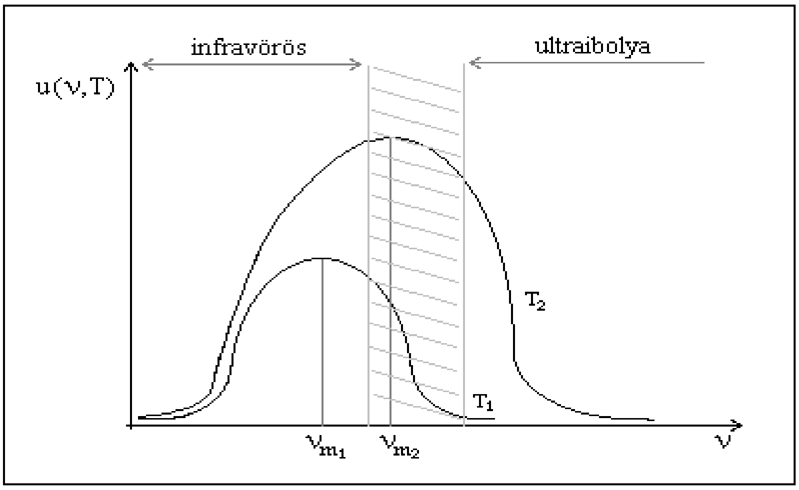
$$E(f,T) = K \cdot f^2 \cdot \bar{\varepsilon} = K \cdot f^2 \cdot \frac{h \cdot f}{e^{\frac{h \cdot f}{k \cdot T}} - 1} \qquad E(f,T) = K \cdot \frac{h \cdot f^3}{e^{\frac{h \cdot f}{k \cdot T}} - 1}$$

Ez a Planck-féle sugárzási törvény



A Planck-féle sugárzási törvényből (integrálással) levezethető a Stefan-Boltzmann törvény, (deriválással) a Wien törvény.
Egyes ábrákon a frekvenciát ν jelöli, az E(f,T)-t pedig u(f,T)

Megjegyzés: a fényforrások hatásfoka



T_1=3000 K T_2=6000 K
T1-nél láthatóra esik 5%
T2-nél láthatóra esik 39%

Célszerű a 6000 K hőmérsékletű fényforrást használni , körülbelül ennek a hatásfoka optimális.
A 3000 K hőmérsékletű fényforrás főleg hőt bocsájt ki. (pl. izzólámpa)

A Nap optimális fényforrás , pontosan 6000 K-es.

Összefoglalva:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{h\cdot f}{e^{\frac{h\cdot f}{k\cdot T}}-1} \to \text{kT ha } T\to\infty \text{ és } f \text{ állandó vagy } f\to 0 \text{ és T állandó}$$

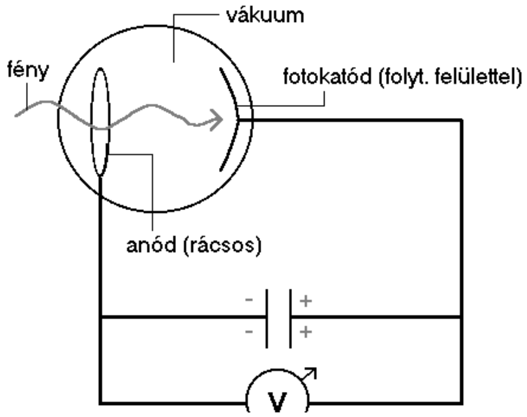
$$\downarrow$$

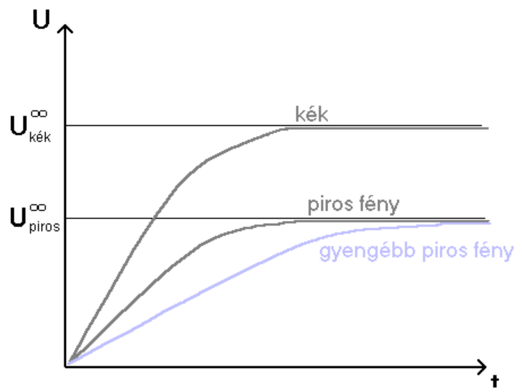
$$0 \text{ ha } f\to\infty \text{ és T állandó vagy } T\to 0 \text{ és } f \text{ állandó}$$

Tehát az adott frekvenciájú módusokra magas, a hőmérséklettel arányos átlagenergia jut, alacsony hőmérsékleten az arányosnál is kevesebb.
Másrészt adott hőmérsékleten a nagyfrekvenciás módusok átlagenergiája sokkal kisebb, mint a kisfrekvenciásoké.

Fotoeffektus

Kísérlet (Lénárd Fülöp, 1902):





Folyamatos fény esetén a kondenzátor feltöltődik (feszültség mérhető igen jó voltmérő és kondenzátor esetén).

Fény hatására:

· fotokatódból elektronok lépnek ki, azok az anódra feljutnak, az anódot negatívra töltik fel,

· tart ez mindaddig, míg az elektronok az ellentéren át tudnak jutni, munkatételből: $U^{\infty}e = \frac{1}{2}mv^2_{max}$ energia szükséges az ellentéren átjutásához, ahol *e*: az elektron töltésének nagysága,

· az elektronok piros fény hatására kisebb sebességgel lépnek ki, mint kék fény hatására,

· a fény intenzitásától a kilépő elektronok száma függ, sebessége nem,

· bizonyos frekvencia alatt nincs elektronkilépés,

· elektronkilépés azonnal indul (10^{-8} s-on belül).

Einstein, 1905: **fényelektromos egyenlet**:

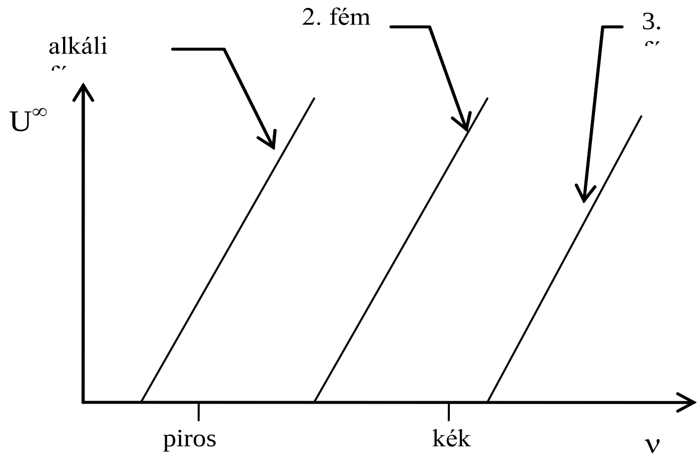
$$hf = W_{kilépési} + \frac{1}{2}mv^2_{max}$$, ahol *hf* a fényrészecske (foton) energiája.

A foton kölcsönhatásba lép egy atommal a katódban, 1 db atomi elektronnak *hf* energia adódik át. Kilép az elektron, $W_{kilépési}$ energiagáton kell áthaladnia, a maradék kinetikus energia.

A fény a fémbe mélyen be tud hatolni, de elektron csak kis mélységből tud kijutni → csak a felszínen lévő elektronoknak van v_{max} sebessége.

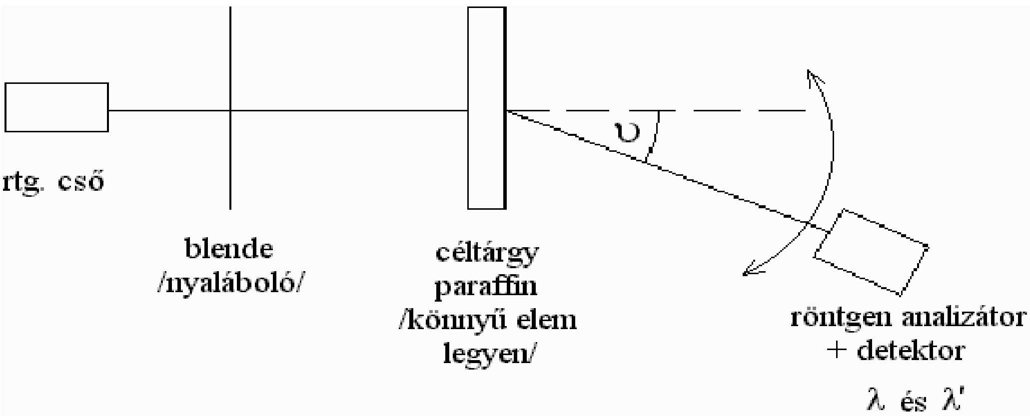
$$hf_{határ} = W_{kilépési} \quad \rightarrow f_{határ} = \frac{W_{kilépési}}{h}$$

$W_{kilépési}$ anyagfüggő, alkálifémekre ez kicsi → ezekből látható fény is kivált elektront, más fémekből csak az UV.
Az energia adagokban érkezik, ez az adag a **foton**.



Compton-effektus /1922/

Kisérlet: Vegyünk egy röntgen forrást !



A röntgencső által kibocsátott röntgen sugarak a céltárgyon szóródnak. Ezt követően röntgen analizátor és detektorral sugarakat fogunk fel.

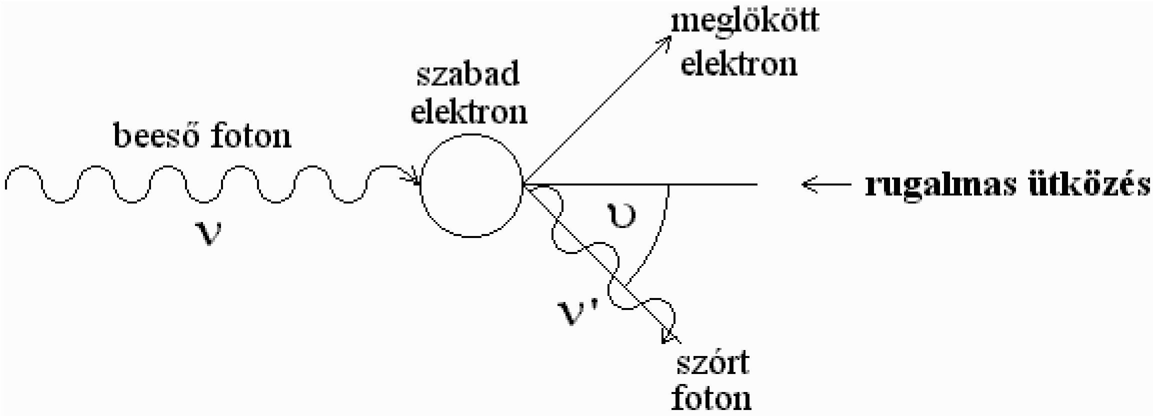
Tapasztalatok:

1. A detektor λ és λ ' hullámhosszon jelez: $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$

2. $\Delta\lambda$ független λ-tól és a céltárgy anyagától.

3. $\Delta\lambda$ függ υ-tól.

Magyarázat: a röntgen sugárzás szóródása az atomok külső, alig kötött elektronjain történik az alábbiak szerint:



Ebben a szórásban az elektron akkor tekinthető szabadnak, ha a kötési energiája elhanyagolható a beeső foton energiája mellett. Látható fény fotonjainak energiája összemérhető az atomi külső elektronok kötési energiájával (mindkettő eV nagyságrendű), így a fény szempontjából nincs szabadnak tekinthető atomi elektron. A röntgen sugárzás fotonjainak energiája ennél sokkal nagyobb, így ezek tudnak szabadnak tekinthető atomi elektronokon szóródni.

Rugalmas ütközés:

$$\left.\begin{array}{l}\text{a., kinetikus energia}\\ \text{b., lendület}\end{array}\right\}\ \text{megmaradás}$$

A kinetikus energia megmaradása: $hf=hf'+½m_e v^2$, ahol v a meglökött elektron sebessége, sajnos nehezen mérhető.

A lendület megmaradásának felírásához értelmezni kell a foton lendületét:

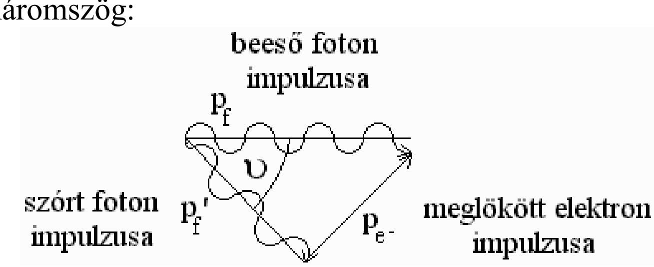
A foton lendülete / impulzusa /

$$p_f = \underbrace{m_f}_{\text{foton tömege}} \cdot c = \underbrace{\frac{E_f}{c^2}}_{\text{tömeg-energia ekvivalencia}} \cdot c = \frac{h \cdot f}{c} = \underbrace{\frac{h}{\lambda}}_{c = f \cdot \lambda}$$

Tehát:

$$\boxed{p_f = \frac{h}{\lambda}}$$

Az ütközés előtti lendület egyenlő az ütközés utáni lendületek vektori összegével. Az impulzusok alkotta háromszög:



$$\vec{p}_f = \vec{p}'_f + \vec{p}_e$$

(A koszinusz tétel alkalmazásával skalár egyenlet is nyerhető:

$$p_{e^-}{}^2 = p_f{}^2 + p_f'^2 - 2p_f \cdot p_f' \cdot \cos\upsilon \text{)}.$$

A levezetés végeredménye:

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \tfrac{h}{m_e c}(1-\cos\vartheta) \text{ azaz}$$

$\Delta\lambda = \Lambda_C(1-\cos\vartheta)$ ahol $\Lambda_C = \tfrac{h}{m_e c}$; az elektron Compton-hullámhossza.

Értéke pedig 2,43 10^{-12} m =2,43 pm

A $\Delta\lambda$ tehát csak a szóródási szögtől függ (a Compton-hullámhossz mellett). A foton hullámhossz változása 90°-os szóródás esetén éppen Λ_C bármilyen kezdeti hullámhossz esetén. Visszaszóródás (θ=180°) esetén pedig $2\Lambda_C$.

Megj.: A Compton-effektust nem sikerült más elmélettel megmagyarázni. Ez az egyik oka a kvantumelmélet győzelmének más alternatív elméletek fölött.