

A sugárzás kvantumozott természete

Bevezetés

- 1895 Wilhelm Konrad Röntgen X-sugarak (röntgen sugarak)
- 1896 Antoine Becquerel radioaktivitás felfedezése
- 1897 J. J. Thomson elektron felfedezése (e/m mérése)
- ibolyántúli fény hatására fémekből elektronok lépnek ki Hallwachs, Lénárd Fülöp (Philip von Lenard)

A feketetest sugárzásának spektruma

spektrális emisszióképesség	λ	$\lambda + d\lambda$
spektrális abszorpcióképesség	f	$f + df$

A spektrális emisszióképesség és spektrális abszorpcióképesség függ a felület anyagától.

Kirchhoff:

A spektrális emisszióképesség és spektrális abszorpcióképesség hányadosa független az anyagi minőségtől, csak a T abszolút hőmérséklettől függ.

J. Stefan 1879

Egy T abszolút hőmérsékletű test által az összes hullámhosszon (frekvencián) egységnyi felületről egységnyi idő alatt kisugárzott energia arányos az abszolút hőmérséklet negyedik hatványával.

STEFAN-BOLTZMANN FÉLE
TÖRVÉNY

$$R = e\sigma T^4$$

R a teljes fajlagos kisugárzás, **emittancia** (W/m^2)

$$\sigma = 5.672 \times 10^{-8} \text{ W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^4$$

Stefan-Boltzmann állandó

Fekete test esetén $e = 1$.

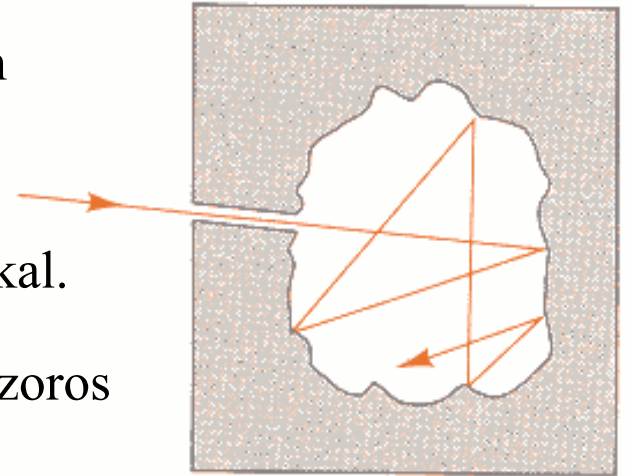
Az abszolút fekete test

Az abszolút *fekete* test *minden ráeső sugárzást elnyel*, a spektrális abszorpcióképessége minden hullámhosszon egységnyi.

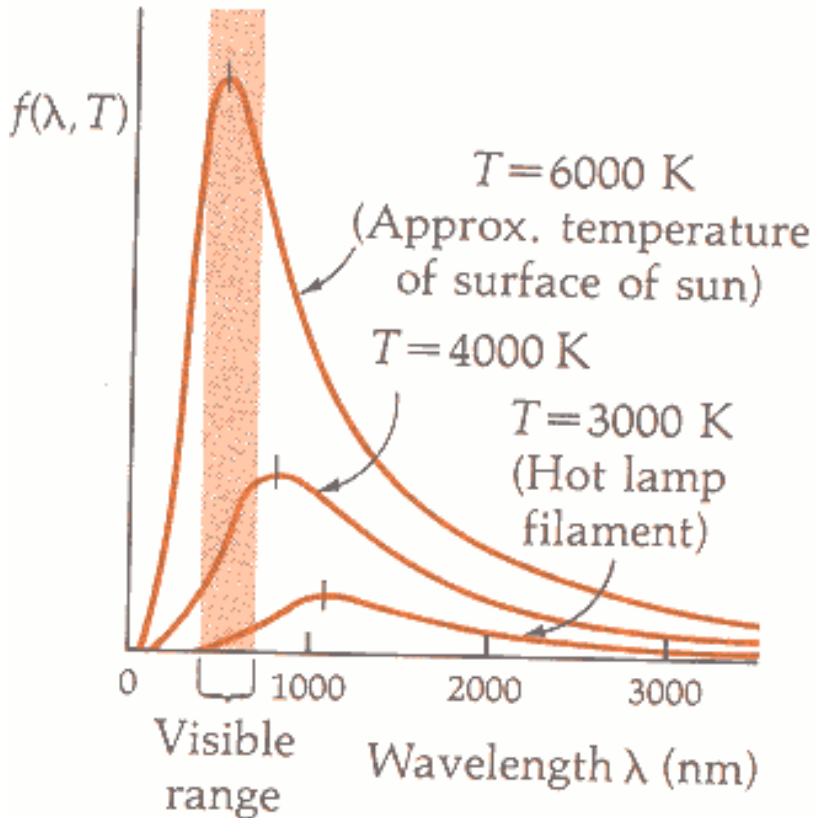
Az abszolút fekete test realizálása: üreg kis lyukkal.

- a lyukon belépő sugárzás az üreg falában sokszoros visszaverődések során elnyelődik
- a fal hőmérséklete emiatt emelkedik, erősebben sugároz
- ez addig tart, amíg termikus egyensúly alakul ki: a fal egységnyi idő alatt ugyanannyi energiát sugároz ki, mint amennyit elnyel
- termikus egyensúly esetén az üregből kilépő sugárzás jól közelíti az abszolút fekete test sugárzását

Üreg kis lyukkal



Az üregből kilépő sugárzás spektrális eloszlása csak a hőmérséklettől függ, független az anyagi minőségtől.



$$\lambda \quad \lambda + d\lambda$$

$$f \quad f + df$$

WIEN-FÉLE ELTOLÓDÁSI
TÖRVÉNY

$$\lambda_m T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

W. Wien

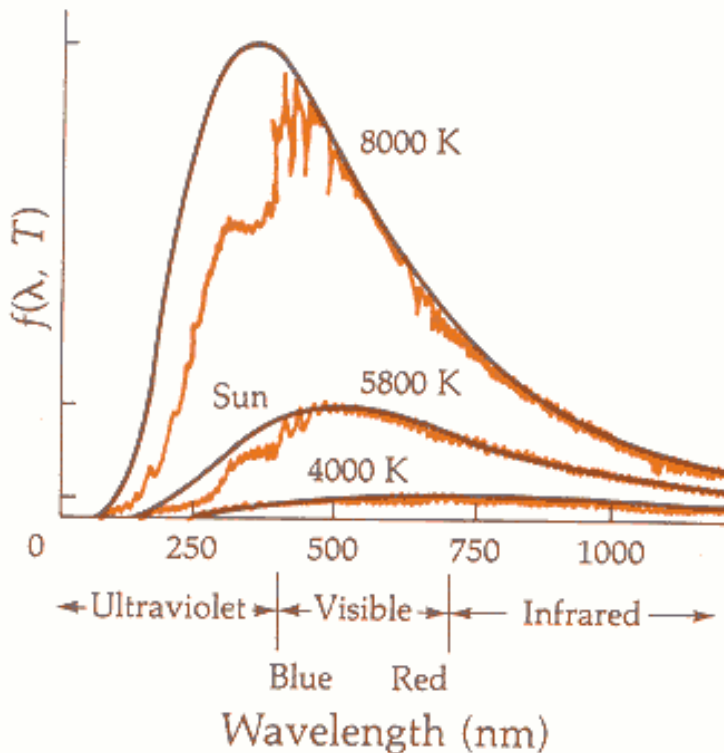
λ_m A spektrális eloszlás maximumához tartozó hullámhossz

Spektrális energiasűrűség: $u(\lambda)$ $u(f)$

A spektrális (hullámhossztól függő) intenzitás $I(\lambda) = c u(\lambda)$

A mért intenzitás arányos a spektrális emisszióképességgel

$f(\lambda, T) d\lambda$ a λ és $\lambda+d\lambda$ közötti hullámhossztartományba (f és $f+df$ frekvenciatartományba) eső energiasűrűség, $f(\lambda, T)$ dimenziója: J/m^4



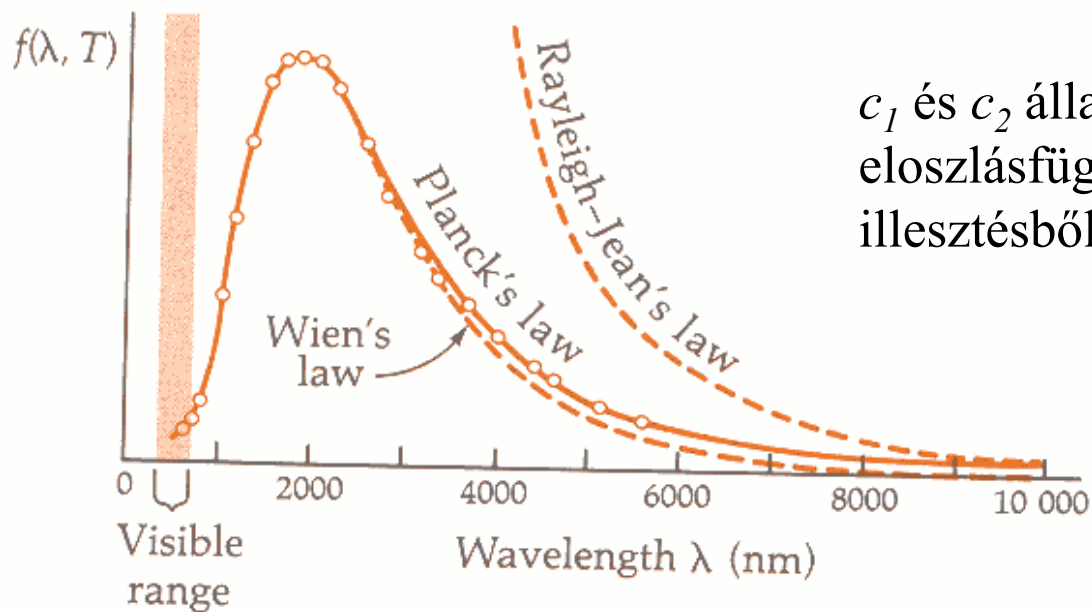
A **teljes energiasűrűség** a spektrális energiasűrűség hullámhossz (frekvencia) szerinti integrálja, a görbe alatti terület.

A teljes energiasűrűség $= \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda$
(minden hullámhosszra)

WIEN SUGÁRZÁSI TÖRVÉNYE

spektrális energiasűrűség

$$du_{\lambda} = f(\lambda, T)d\lambda = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{c_2/kT}} d\lambda$$



c_1 és c_2 állandó, értékük a mért eloszlásfüggvényre történő illesztésből határozható meg

A Rayleigh-Jeans törvény

Rayleigh (1900)

- az üreg falában lévő töltések harmonikus rezgőmozgást végeznek, elektromágneses energiát sugároznak és nyelnek el
- mindegyik oszcillátort a rezgés „karakterisztikus” frekvenciája jellemez
- elég nagy zárt térfogatban nagyszámú oszcillátor van, ezért a szomszédos frekvenciák közötti különbség elhanyagolható, azaz a kialakuló sugárzás minden hullámhossz környékén folytonos eloszlásúnak látszik
- adott T hőmérsékleten az oszcillátorok működése állóhullámok kialakulását eredményezi az üregben
- a falban rezgő oszcillátorok és az elektromágneses mező között termikus egyensúly alakul ki

Az egységnyi térfogatba eső állóhullámok (módusok) száma: $\frac{8\pi}{\lambda^4} \frac{8\pi}{c^3} f^2$

Ekvipartíció tétele: T hőmérsékleten termikus egyensúlyban egy termodinamikai szabadságfokra jutó energia $\frac{1}{2} kT$

Elektromágneses hullámokhoz a két polarizációs irány miatt kT energia tartozik. Ugyanígy a harmonikus mozgást végző oszcillátorok átlagos energiája is $2 \cdot \frac{1}{2} kT = kT$

A KLASSZIKUS HARMONIKUS
OSZCILLÁTOR ÁTLAGOS
ENERGIÁJA

(termikus egyensúlyban lévő
rendszerek esetén)

$$E_{\text{átl}} = kT$$

A spektrális energiasűrűség: az egységnyi térfogatba eső állóhullámok számának és az állóhullámok átlagos energiájának szorzata.

A RAYLEIGH-JEANS
SUGÁRZÁSI TÖRVÉNY

$$du_{\lambda} = f(\lambda, T)d\lambda = 8\pi kT\lambda^{-4} d\lambda$$

$$du_f = f(f, T)d\lambda = \frac{8\pi}{c^3} f^2 kT df$$

Nagy hullámhosszon jó, kis hullámhosszon rossz eredményt ad.
Kis frekvenciákon jó, nagy frekvenciákon rossz: „ultraibolya katasztrófa”.

Miért nem jó?

Planck elmélete

A HARMONIKUS
OSZCILLÁTOR
ENERGIÁJA KVANTÁLT

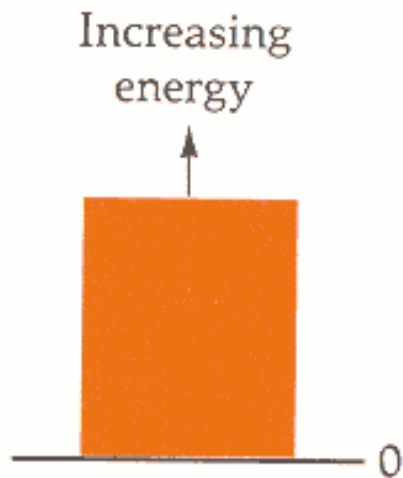
$$E_n = nhf \quad (n = 0,1,2,3,\dots)$$

PLANCK-ÁLLANDÓ

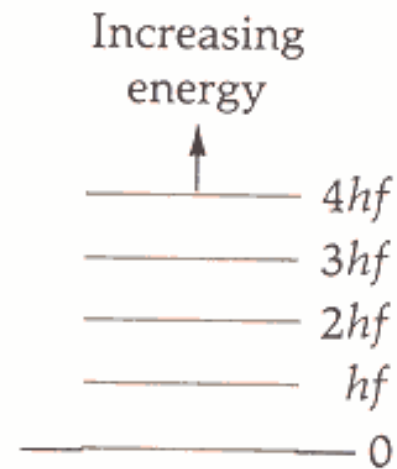
$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 4.136 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$$

Az oszcillátor által elnyelt vagy kibocsátott **energia-kvantum**

$$\Delta E = hf$$



(a) According to classical mechanics, the possible energy states form a *continuous* distribution.



(b) According to quantum mechanics, the possible energy states form a *discrete* distribution.

Termikus egyensúlyban az oszcillátorok átlagos energiája

$$E_{\text{átl}} = \frac{hf}{e^{hf/kT} - 1}$$

$$f\lambda = c$$

A KVANTÁLT HARMONIKUS
OSZCILLÁTOROK ÁTLAGOS
ENERGIÁJA

$$E_{\text{átl}} = \frac{\left(h \frac{c}{\lambda} \right)}{e^{hf/kT} - 1}$$

$$E_{\text{átl}} = \frac{hf}{e^{hf/kT} - 1}$$

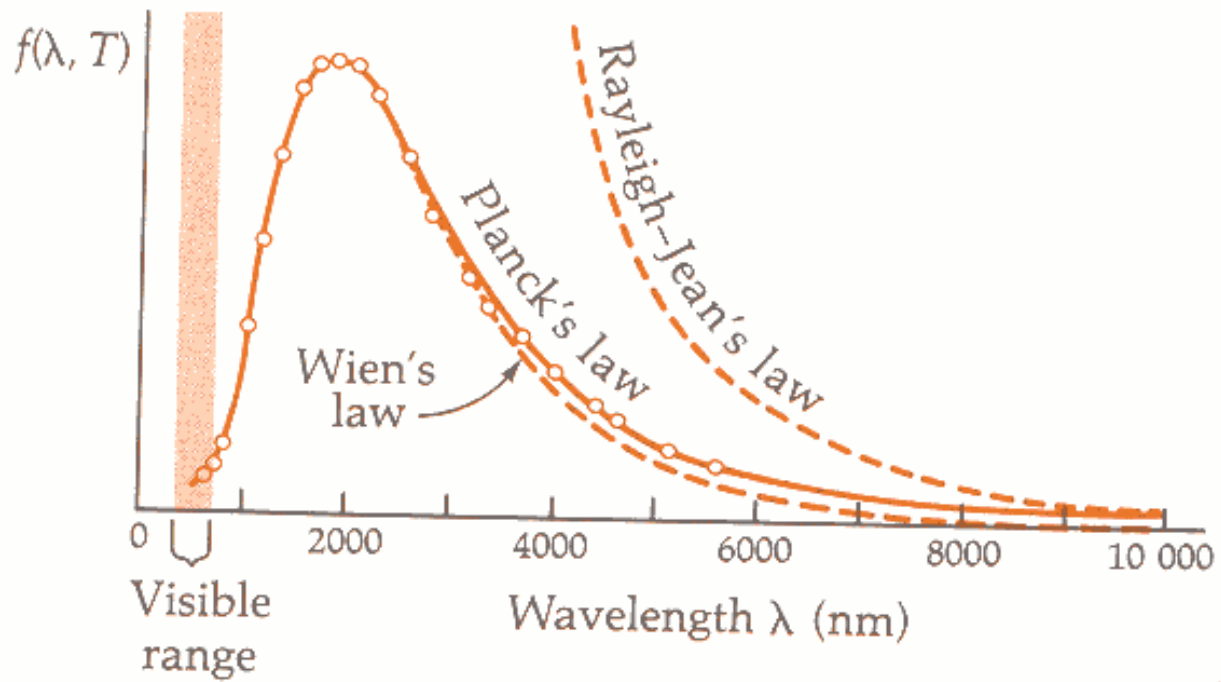
$$h \rightarrow 0$$

$$E_{\text{átl}} = kT$$

PLANCK SUGÁRZÁSI
TÖRVÉNYE

$$du_{\lambda} = f(\lambda, T)d\lambda = \frac{8\pi hc\lambda^{-5}}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda$$

$$du_f = f(f, T)d\lambda = \frac{8\pi}{c^3} \frac{hf^3}{e^{hf/kT} - 1} df$$



$T=1600$ K

A fényelektromos hatás

Hallwachs, Lénárd Fülöp

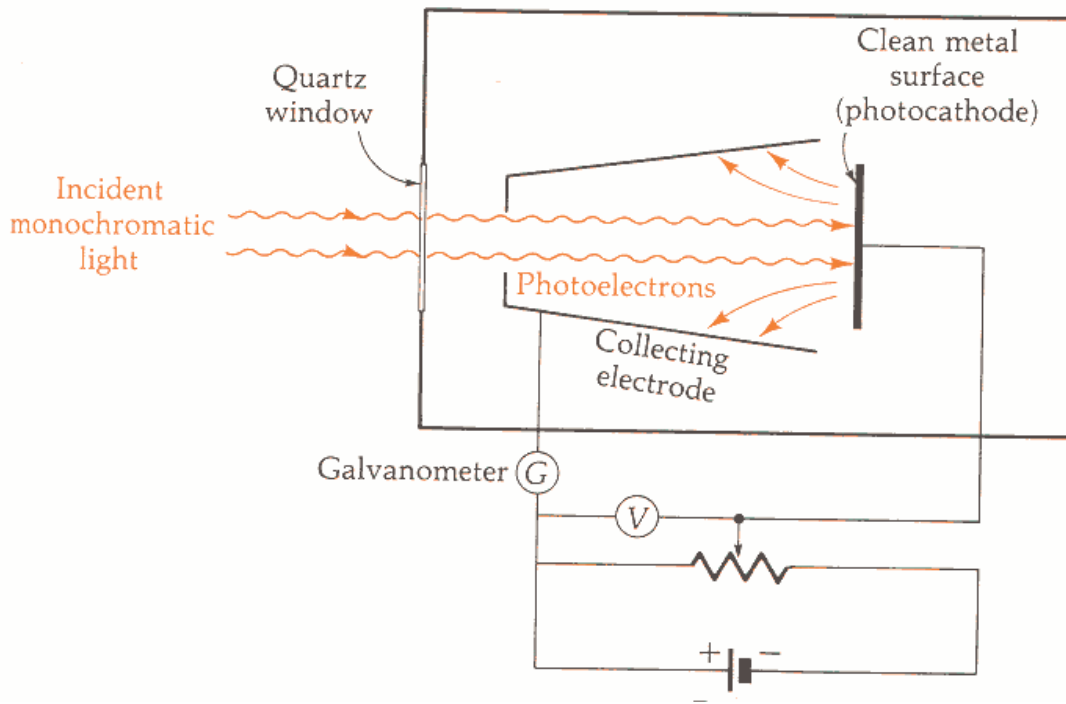


FIGURE 42-7

An experimental arrangement for investigating the photoelectric effect. The quartz window passes wavelengths in the ultraviolet that would be stopped by ordinary glass. The variable voltage V applied to the electrodes can be reversed by a switching arrangement (not shown).

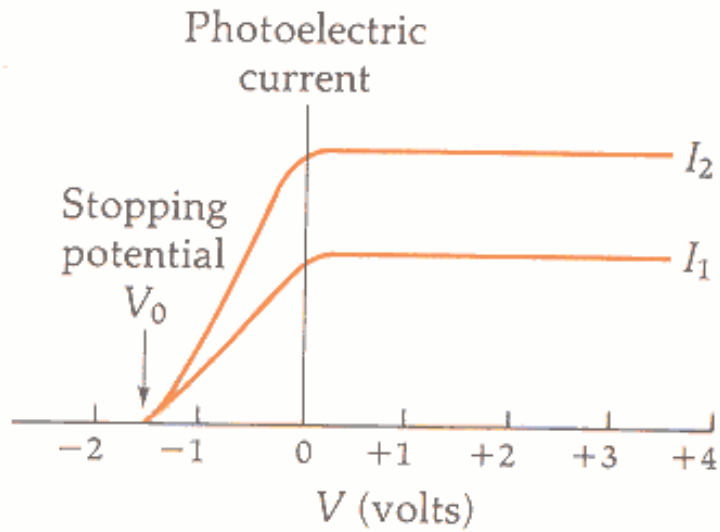
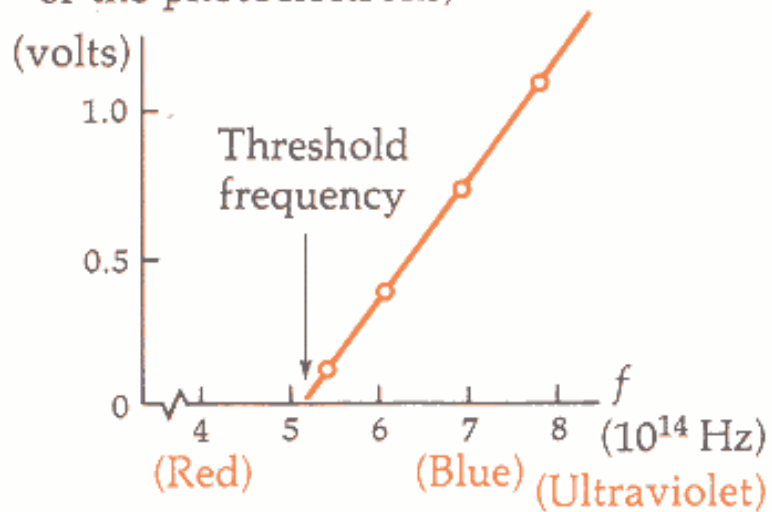


FIGURE 42-8

The photoelectric current versus the potential V of the collecting electrode with respect to the photocathode. Curves for monochromatic light of two different intensities are shown. Both have the same stopping potential.

$$eV_0 = \frac{1}{2}mv_{\max}^2$$

Stopping potential V_0
(proportional to the
maximum kinetic energy
of the photoelectrons)



Frequency f of the incident
monochromatic light

FIGURE 42-9

The frequency of the incident light determines the maximum kinetic energy of the photoelectrons. Below a certain "cut-off" value called the *threshold frequency*, no photoelectrons are ejected regardless of the intensity of the incident light. (The values are for a cesium surface.)

Kísérleti tények

1. A fotoelektronok maximális kinetikus energiája nem függ a fény intenzitásától.
2. Ha a megvilágító fény frekvenciája csökken, elérhető egy küszöbfrekvencia, melynél kisebb frekvencia esetén nem lép ki elektron, függetlenül az intenzitástól.
3. Nem figyelhető meg késési idő. Kiseb intenzitás esetén csupán a kilépő fotoelektronok száma csökken.

A klasszikus szemlélet szerint

1. Ha a fény intenzitása nagyobb, nagyobb az E elektromos térerősség, nagyobb az elektronra ható erő, ezért nőni kellene az elektron kinetikus energiájának.
2. A fény frekvenciája nem befolyásolhatja a fotoelektron kinetikus energiáját. Az csak az az elektromos térerősség hatására változhat meg.
3. Nagyon kis fényintenzitásnál hosszabb időre lenne szükség ahhoz, hogy egy elektron a kilépéséhez szükséges energiát megszerezze.

Einstein (1905)

Az f frekvenciájú sugárzás emissziója és abszorpciója mindig kvantumok, fotonok formájában történik. A foton a térben lokalizált, a sebessége c . A foton energiája:

$$E = hf$$

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 4.136 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$$

EINSTEIN
FÉNYELEKTROMOS
EGYENLETE

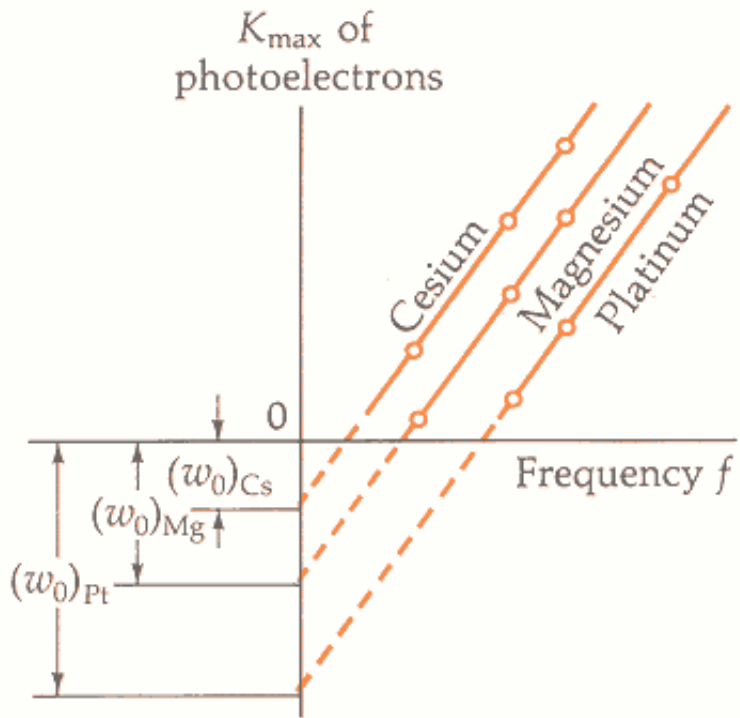
$$hf = K_{\max} + W_0$$

W_0 kilépési munka

$$hf = K_{\max} + W_0$$

megmagyarázza a fényelektromos hatás klasszikus szemlélettel érthetetlen viselkedését:

1. Mivel a fotoelektron maximális kinetikus energiája csak a fény frekvenciájától függ és nem az intenzitásától, halvány fényre is ugyanakkora a küszöbfeszültség, mint erős fény esetén.
2. Ha a foton frekvenciája kisebb a küszöbfrekvenciánál, energiája kisebb a kérdéses anyag kilépési munkájánál, ezért nem lép ki fotoelektron.
3. Mivel a foton térben lokalizált (nem pedig egy hullámfront mentén egyenesen eloszló), az elektron a foton energiáját egyetlen lépésben is át tudja venni. Ezért kis fényintenzitás esetén sincs időkéésés a fotoelektron kilökődésekor. (A fény intenzitásától a kilépő fotonok száma függ.

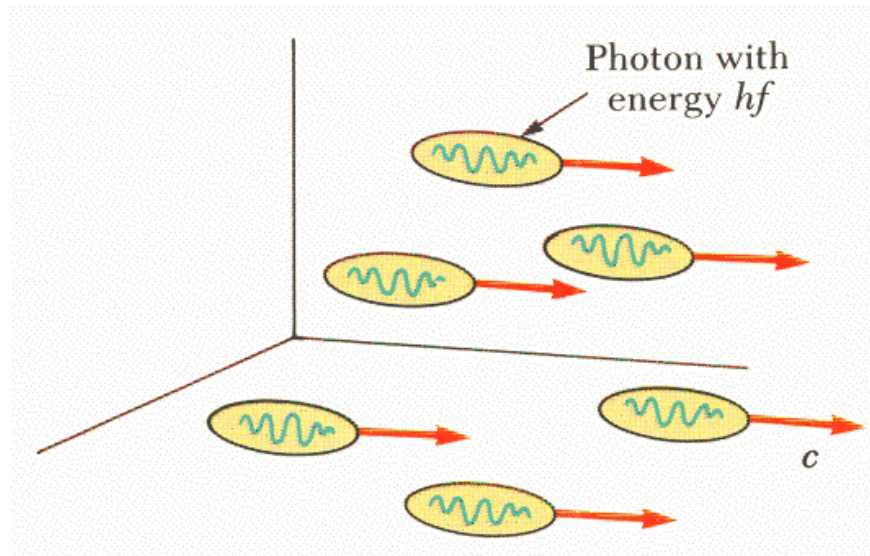


$$V_0 = \left(\frac{h}{e} \right) f - \left(\frac{W_0}{e} \right)$$

A kísérleti adatokra illesztett egyenes iránytangense h/e , ebből (is) meghatározható a h Planck állandó értéke.

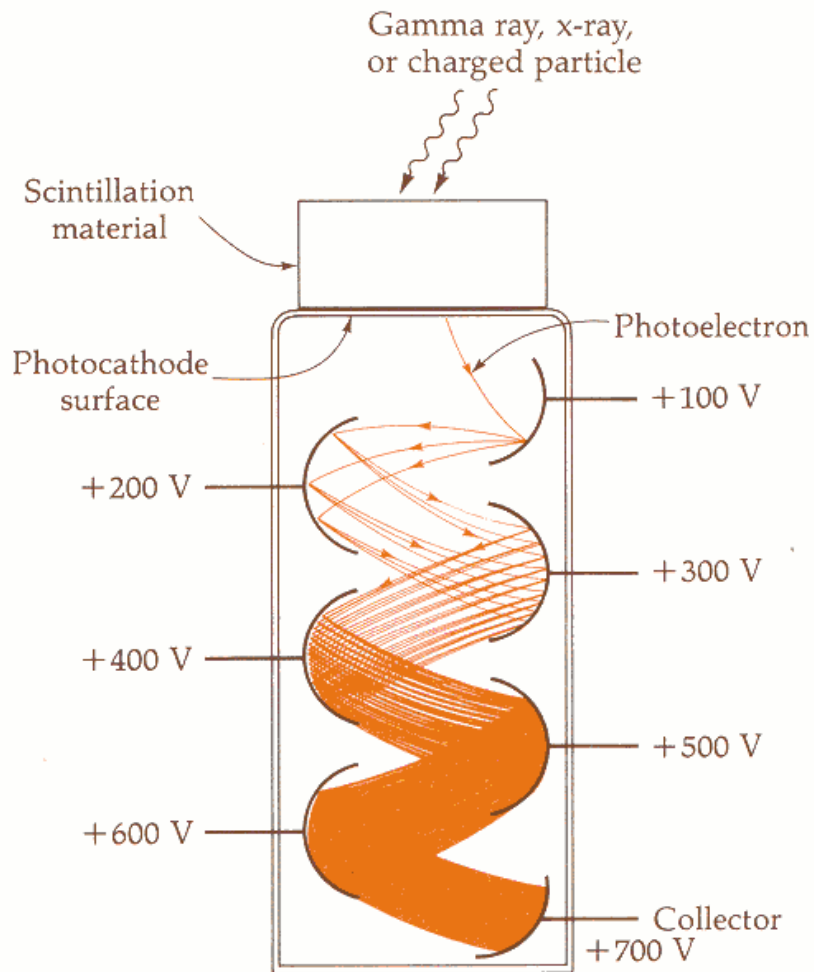
FIGURE 42-10

Photoelectric data for various substances produce straight lines whose slope is h/e . The lines intersect the horizontal axis at the threshold frequencies and the vertical axis at the respective work functions.



Einstein foton képe a haladó fényhullámról

Fotoelektron sokszorosító



Bay Zoltán

Szcintillációs számláló

fotoeffektus

szekunder emisszió

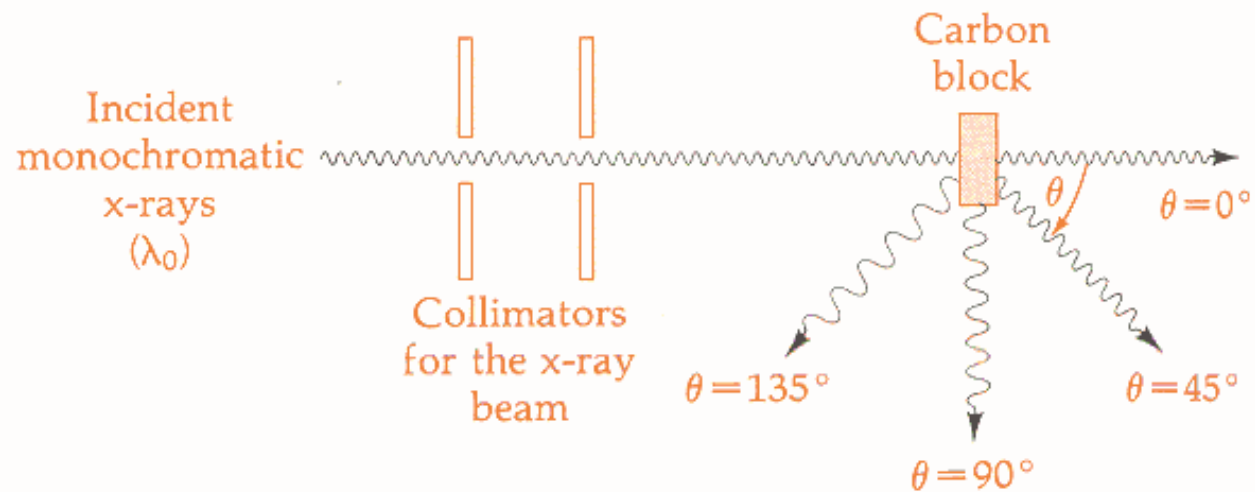
FIGURE 42-11

A scintillation counter uses a scintillation material with a photomultiplier tube to produce a large electrical pulse at the collector when a gamma ray, an x-ray, or a charged particle is absorbed in the scintillator.

Szcintillációs számláló

- A kristályban a gamma sugárzás hatására fotoeffektus vagy Compton effektus révén során elektronok, párképzés során elektronok és pozitronok keletkeznek.
- Ezek a kristályban haladva gerjesztik a vegyérték sávban lévő elektronokat és elvesztik energiájukat.
- Amikor az elektronok eredeti állapotukba visszakerülnek, a kristály fotonokat bocsát ki.
- A kristály által kibocsátott fotonok száma arányos a bejövő részecske energiájával.
- A fotonok a fotokatódon elnyelődnek és fotoeffektus révén elektronokat váltanak ki.
- Az elektronoptika gyorsítja az elektronokat, egy dinódára érkező elektron 2-4 elektront üt ki onnan.
- A kollektoron az elektromos impulzus amplitúdója arányos a beérkező részecske energiájával. Az erősítés kb. 10^6 - 10^9 .

A Compton-effektus



$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$$

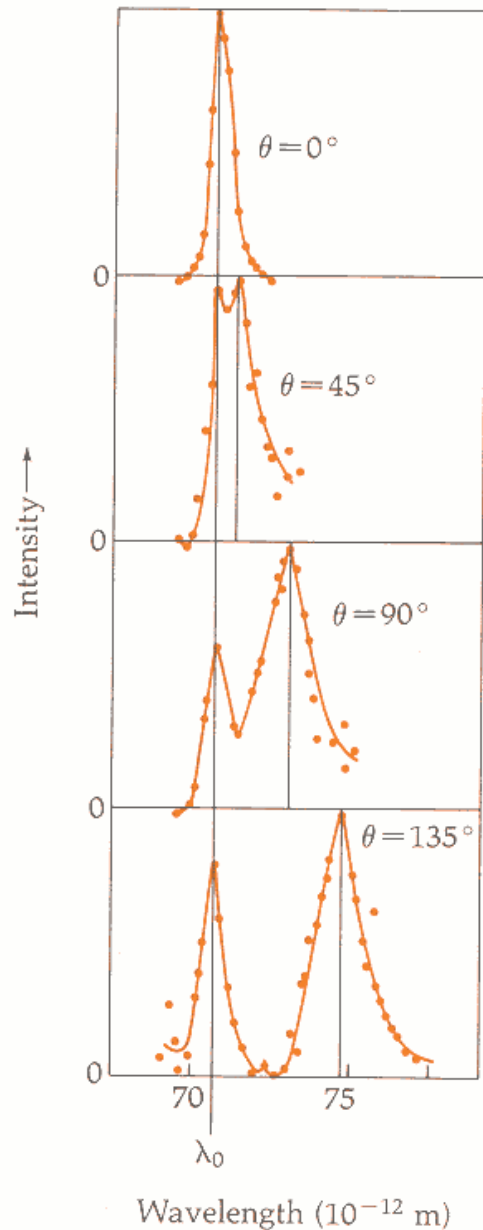
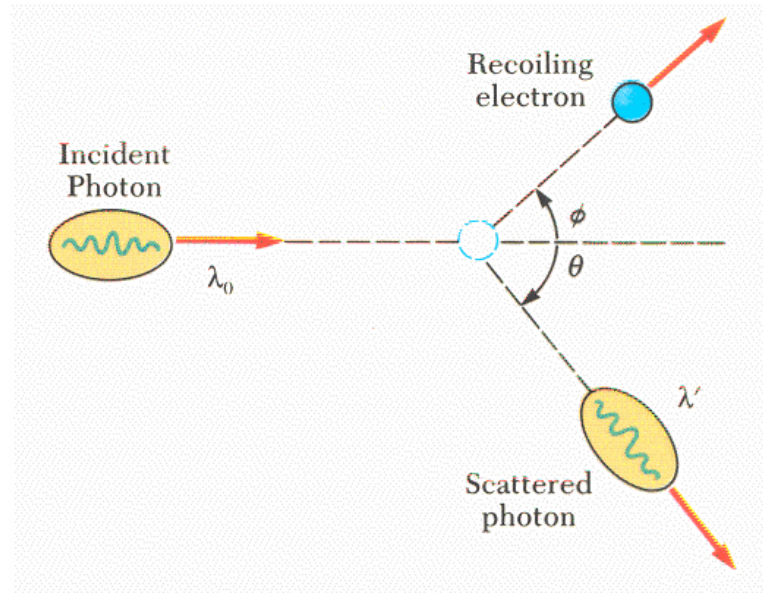
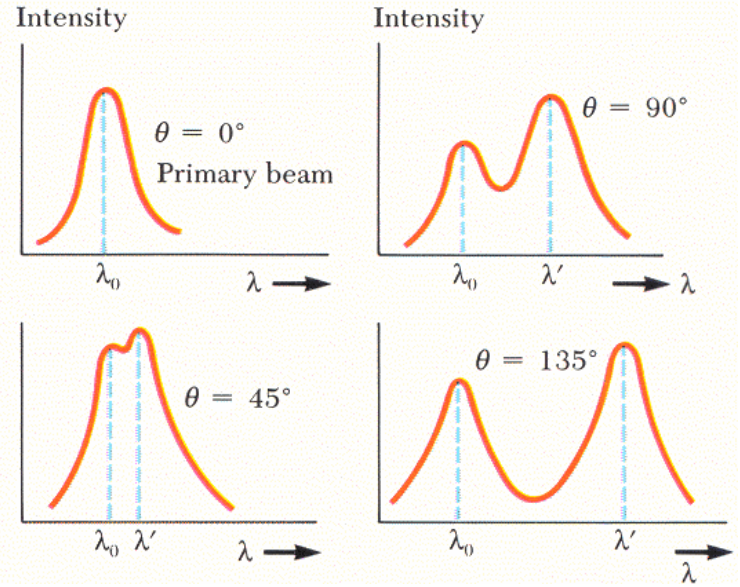
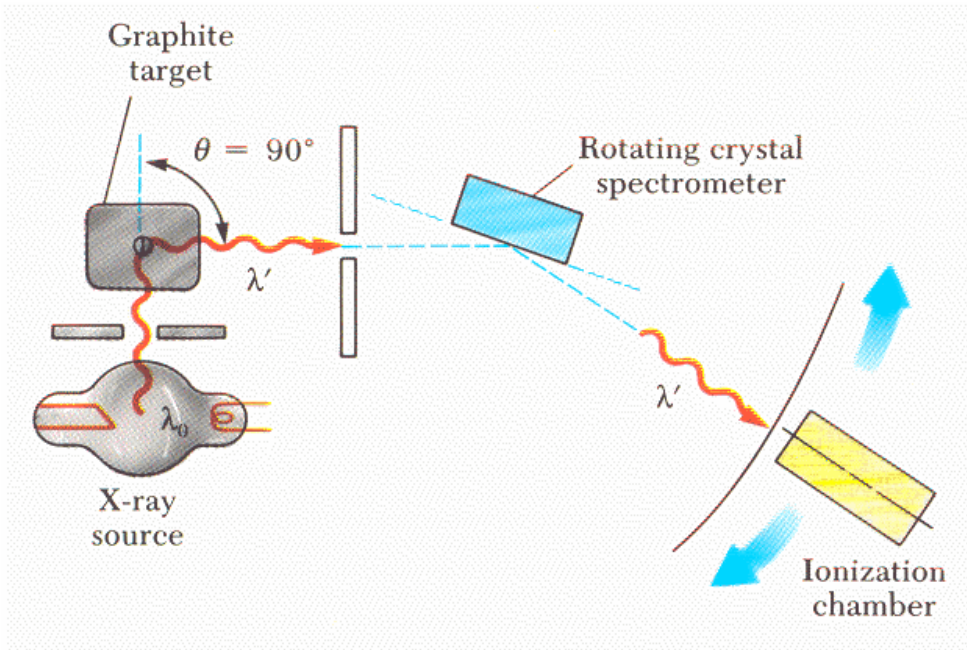
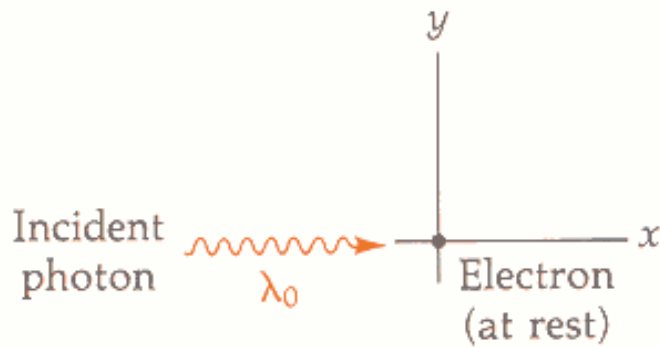


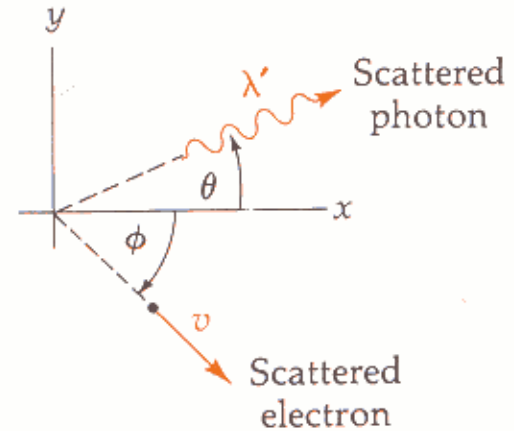
FIGURE 42-13

Experimental data for Compton scattering. The intensity of the x-rays scattered at various angles is plotted versus the wavelength. The presence of the peak at λ_0 is due to scattering from the atom as a whole. Using the atomic mass rather than the electronic mass in Equation (42-18) produces a wavelength shift of only about 10^{-16} m, a negligible amount on this scale.

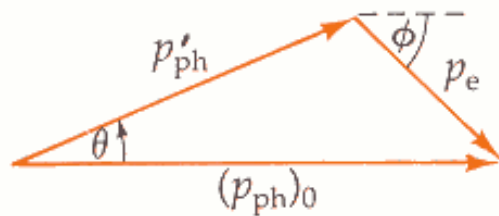




(a) Before



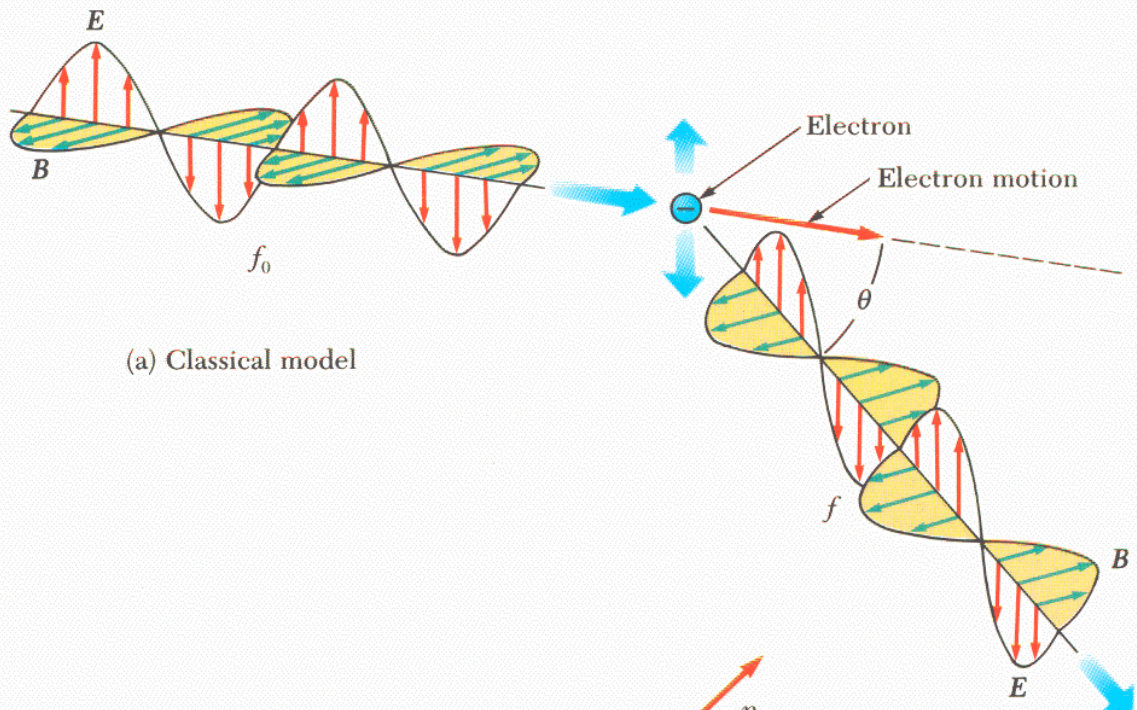
(b) After



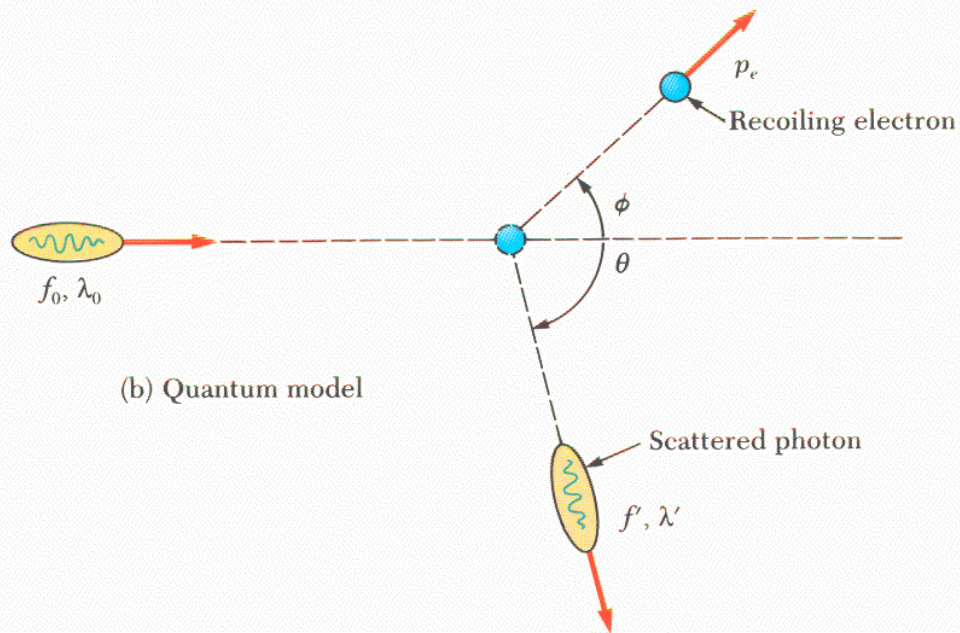
(c) A momentum vector diagram for the conservation of momentum.

FIGURE 42-14

In a Compton scattering process, a photon of wavelength λ_0 undergoes a particle-like collision with an electron initially at rest. The scattered photon has a longer wavelength λ' .



(a) Classical model



(b) Quantum model

A foton energiája

$$E = hf$$

A fotonok nyugalmi tömege (m) zérus, ezért

$$E^2 = c^2 p^2 + (mc^2)^2 = c^2 p^2$$

A FOTON
IMPULZUSA

$$p = \frac{E}{c} = \frac{hf}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Compton-effektus a foton mint részecske és egy lazán kötött (szabad) elektron (relativisztikus) ütközésekor lép fel.

Az ütközéskor az elektron visszalökődik, ezért a szórt foton energiája és így frekvenciája lecsökken, hullámhossza nagyobb lesz.

Az ütközésre az energia és impulzus megmaradást felírva kiszámítható a szórt foton hullámhosszának megváltozása, a Compton eltolódás

COMPTON ELTOLÓDÁS

$$\lambda' - \lambda_0 = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta)$$

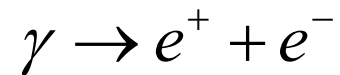
$$\lambda' - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos \theta)$$

AZ ELEKTRON COMPTON
HULLÁMHOSSZA

$$\lambda_c \equiv \frac{h}{mc} = 0.00243 \text{ nm}$$

Párkeltés

Nagyenergiájú foton (atommaggal) ütközve elektron-pozitron párt kelt



Küszöb energia

$$2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$$

PÁRKELTÉS

$$hf = 2m_e c^2 + K_1 + K_2$$

Az elektromágneses sugárzás kettős természetűe

A kétréses interferencia kísérlet magyarázata a fotonokkal.

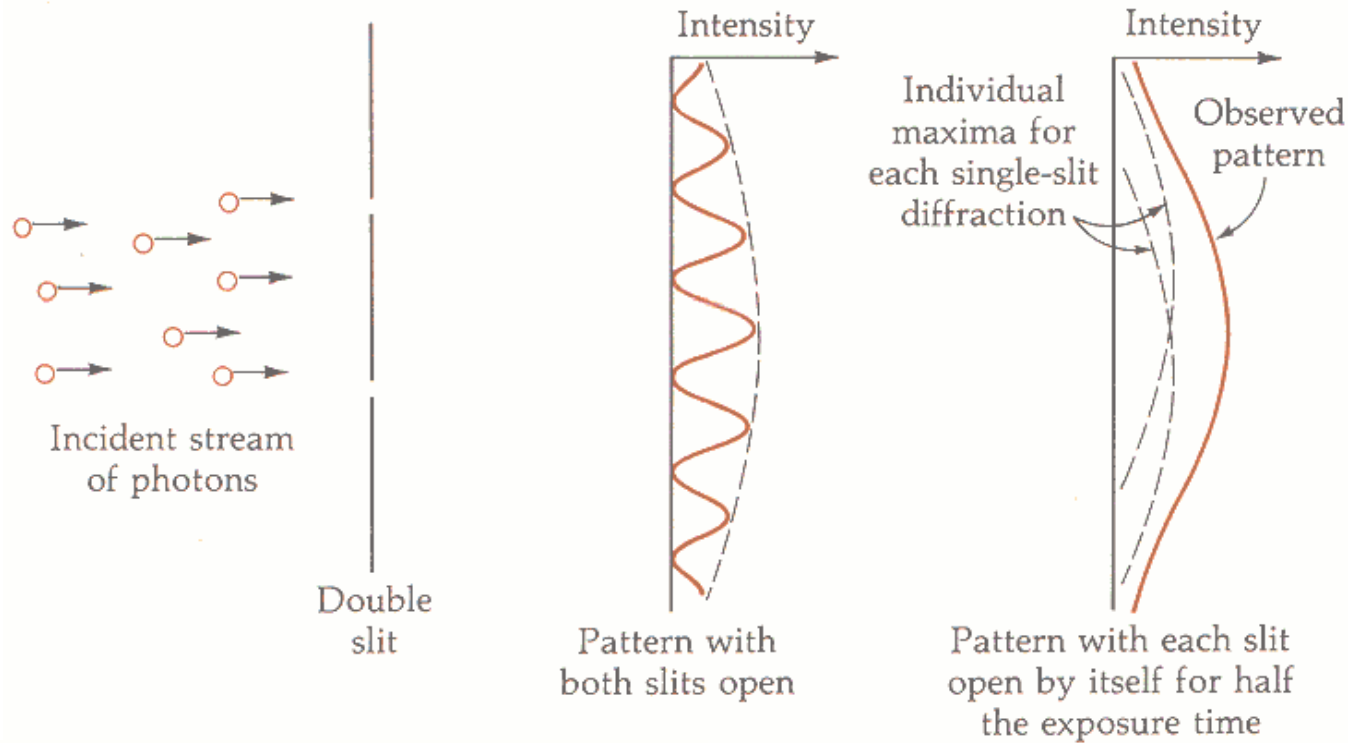


FIGURE 42-15

An attempt to interpret a double-slit interference experiment in terms of photons.

Elektromágneses hullám, fotonok áramlása.

A fényintenzitás az ernyőn a különböző helyekre érkező fotonok számával kapcsolatos. Mindenegyed foton beérkezése *lokalizált*, „pontoszerű” esemény.

Ha csak egy rés van nyitva, nem kapunk interferenciaképet !!! Ha felváltva az egyik majd a másik rés van nyitva, a két egyréses elhajlás intenzitás eloszlásának összegét kapjuk.

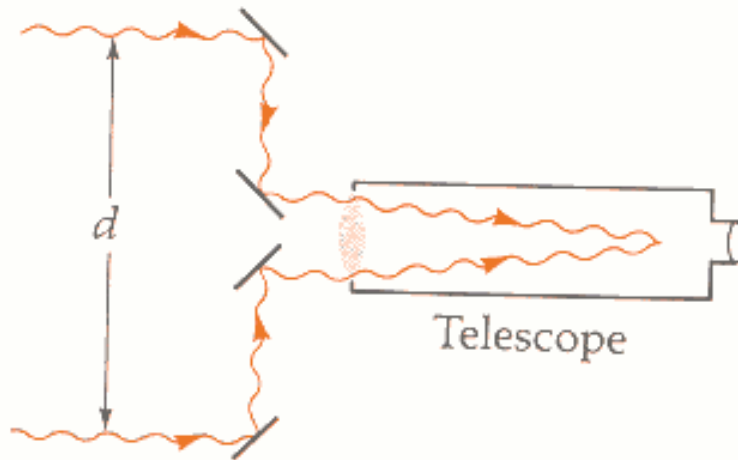
Mindkét rés nyitva

Bármennyire is lokalizált részecske a foton, érzékeli, hogy mindkét rés nyitva van, interferenciaképet kapunk.

Ha mindig csak egyetlen foton van a kétréses kísérletben (vagy egy interferométerben), akkor is kapunk interferenciaképet !!!

Minden foton csak önmagával interferál. Ebből azonban nem következik, hogy a foton szét van kenődve úgy hogy mindkét résen egyszerre halad át.

A Michelson-féle stellár interferométer



A foton szétkentsége elképzélhetetlen egy stellár interferométerben, ahol a két rés távolsága 10 m is lehet.

FIGURE 42-16

A stellar interferometer. Mirrors at 45° reflect light from a distant star into a telescope, causing certain interference effects in the image. Essentially, the stellar interferometer is a double-slit apparatus, in which the slit separation d may be as large as 10 meters.

A fotonok viselkedését ilyen kísérletekben csak valószínűségi alapon lehet megérteni. Nem tudjuk megmondani, hogy egy éppen bejövő foton hol éri el az ernyőt, de megadhatjuk nagyszámú foton beérkezésekor létrejövő statisztikus eloszlást.

A megfigyelt eloszlás ugyanaz lesz, mint ami a fény hullámelméletéből az intenzitás eloszlására kiszámíthatunk.

Annak a valószínűsége, hogy egy foton egy adott helyen előfordul, arányos a fényhullám intenzitásával azon a helyen.

Valahányszor a fényt kísérletileg kimutatjuk, az mindig részecskejellegű kölcsönhatással jár.

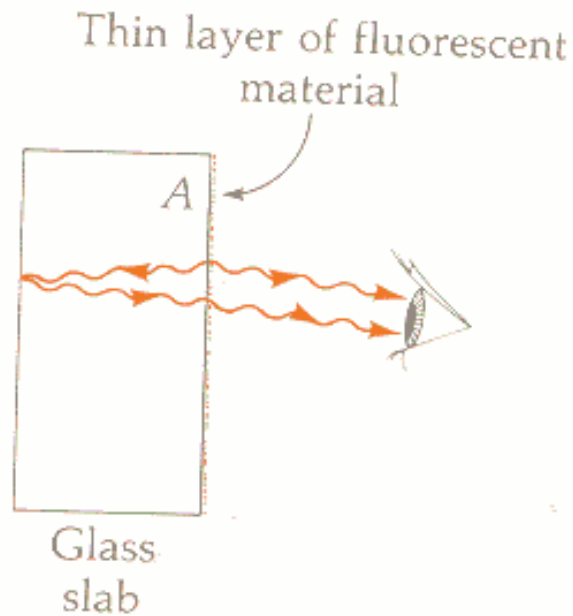
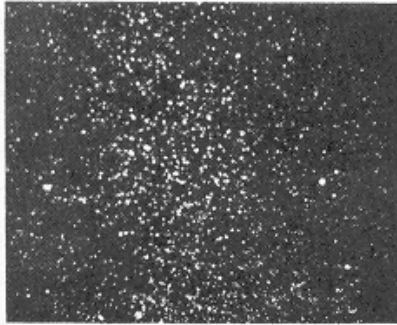
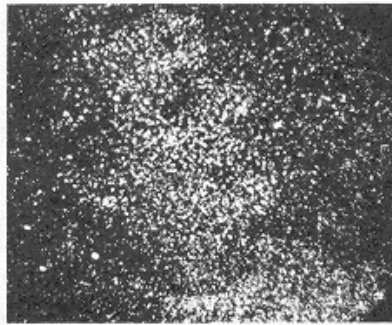


FIGURE 42-17
One face of a slab of glass has a thin layer of fluorescent material that glows when illuminated by ultraviolet light. Consider the light from a single atom at A. (Because of coherence requirements for forming an interference pattern, light from a single atom interferes *only with itself*, not with light from other atoms.) The part of the light that reflects from the rear surface of the glass slab interferes with the light traveling directly to the eye, and the observer sees a pattern of light and dark rings similar to Newton's rings (Figure 38-17). This effect is easily understandable in terms of spherical *wavefronts* that expand outward from the atom and eventually come together to interfere, forming the pattern. But in the photon model for light, the atom emits a *single photon*. Does this photon start to travel outward simultaneously in two opposite directions? In this experiment, thinking in terms of photons clearly leads to perplexities.



(a) 3×10^3 photons



(b) 1.2×10^4 photons



(c) 9.3×10^4 photons



(d) 7.6×10^5 photons



(e) 3.6×10^6 photons



(f) 2.8×10^7 photons

FIGURE 42-18

A great many photons are needed to form a complete image. The number of photons involved is indicated below each picture.

FIGURE 42-3

Most exposed surfaces are not perfect blackbody radiators, though they are often close enough to the Planck curves so that temperatures can be accurately estimated. These curves are the best fit to the spectral distribution from the surfaces of three different stars.

(Absorption by the earth's atmosphere, particularly in the ultraviolet, greatly distorts the spectral distributions obtained by earth-based telescopes.) Our sun, at 5800 K, looks yellowish. The 8000-K star emits more blue light than our sun and appears bluish-white. The 4000-K star is reddish, emitting most of its radiation in the invisible infrared. (From W. M. Protheroe, E. R. Capriotti, and G. H. Newsom, *Exploring the Universe*, 2nd ed., Charles E. Merrill Publishing Company, 1981.)