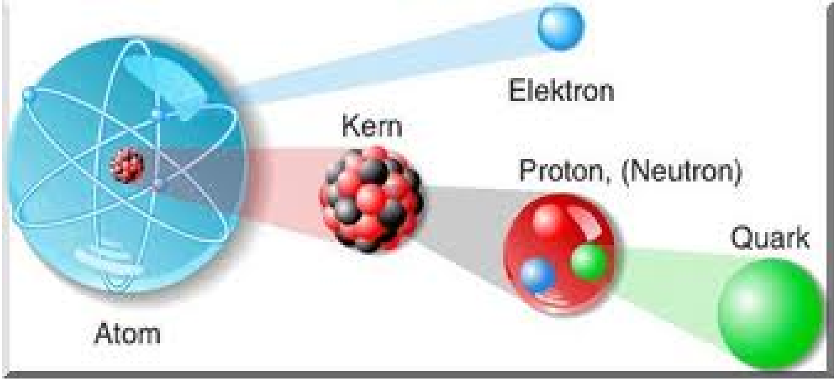
Propiedades corpusculares de la radiación electromagnética

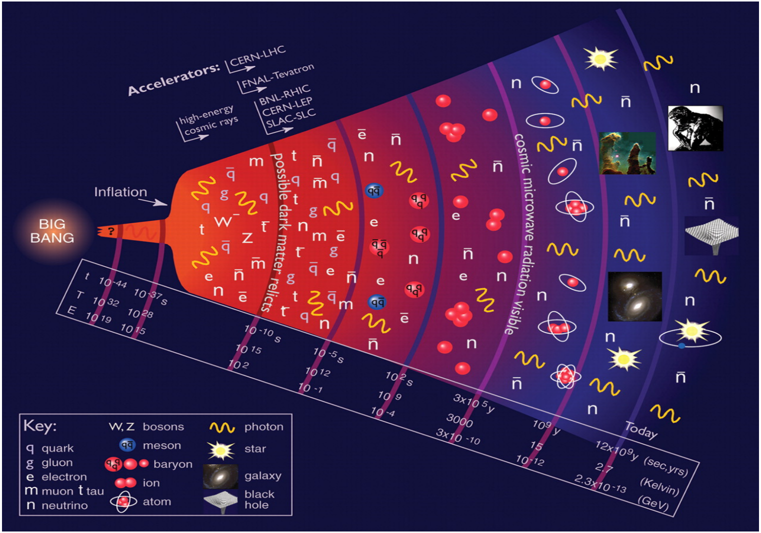
Fernando Barreiro

Universidad Autónoma de Madrid

Fundamentos Fisica III

Camino



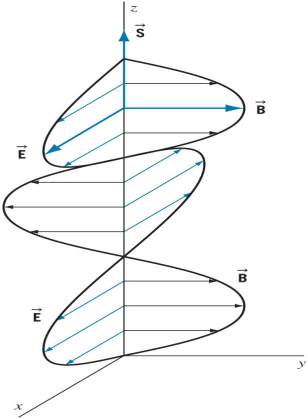

Accelerators:
CERN-LHC
FNAL-Tevatron
BNL-RHIC
CERN-LEP
SLAC-SLC
high-energy cosmic rays
Inflation
BIG BANG
possible dark matter relics
cosmic microwave radiation visible
Today
t 10 -44 10 -37 s
T 10 32 10 28
E 10 19 10 15
10 -10 s
10 15
10 2
10 -5 s
10 12
10 -1
10 2 s
10 9
10 -4
3x10 5 y
3000
3x10 -10
10 9 y
15
10 -12
12x10 9 y (sec,yrs)
2.7 (Kelvin)
2.3x10 -13 (GeV)
Key:
q quark
g gluon
e electron
m muon t tau
n neutrino
W, Z bosons
meson
baryon
ion
atom
photon
star
galaxy
black hole

Introducción

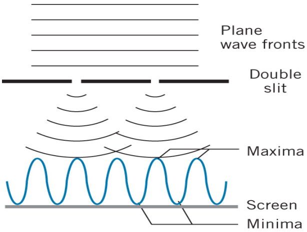
- En Fisica clásica se hace una clara distinción entre los fenómenos ondulatorios y los corpusculares
- A principios del siglo XX sin embargo se establece la dualidad onda-particula.
- Vamos a empezar por discutir la evidencia experimental en favor de la naturaleza corpuscular de la luz
  - Efecto fotoeléctrico
  - Efecto Compton
  - Producción de pares electron-positrón ($e^- e^+$)
  - Radiacion térmica
- Antes recordemos caracteristicas ondas e.m. : interferencia, difracción, difracción por cristales

- Campo e.m. viene determinado por campos $\vec{E}$ y $\vec{B}$
- Ej: $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{r^2}\vec{e}_r$ es el campo creado por carga puntual a distancia r
- Ej: $\vec{B} = \frac{\mu_o I}{2\pi r}\vec{e}_\phi$ es el campo creado por corriente longitudinal I a distancia r
- Si las cargas son aceleradas y/o la corriente varia con t $\Rightarrow$ se produce una onda e.m. : los campos $\vec{E}$ y $\vec{B}$ adquieren dependendencia adicional en t
- Dependiendo del caso la onda puede ser plana o esférica
- Ej: Onda plana según OZ : $\vec{E} = \vec{E}_0 sin(kz - \omega t)$; $\vec{B} = \vec{B}_0 sin(kz - \omega t)$
- $\lambda = \frac{2\pi}{k}$; $\omega = 2\pi\nu$; $c = \lambda\nu = \omega/k$.
- Polarización de la onda dada por $\vec{E}_0$ con $\vec{E} \times \vec{B} = OZ$ y $B_0 = E_0/c$.
- En nuestro ejemplo si $\vec{E} \parallel OX \Rightarrow \vec{B} \parallel OY$
- Onda e.m. transmite energia de un punto a otro : flujo viene dado por vector de Poynting $\vec{S}$
- $\vec{S} = \frac{1}{\mu_0}\vec{E} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu_0}E_0 B_0 sin^2(kz - \omega t)\vec{k}$; $[\vec{S}] = W/m^2$

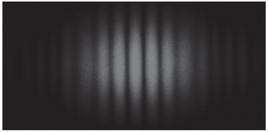
- Coloquemos detector radiación e.m. $\perp$ dirección propagación onda
- Potencia absorbida receptor normal a OZ de area A :
  $P = S \cdot A = \frac{1}{\mu_0} E_0 B_0 A sin^2(kz - \omega t) = \frac{1}{c\mu_0} E_0^2 A sin^2(kz - \omega t)$
- Intensidad : $I = \frac{1}{c\mu_0} E_0^2 \cdot sin^2(kz - \omega t)$: prop. E_0^2 y frecuencia $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$
- $\nu \sim 10^{15}$ Hz para luz visible. Si tiempo obs. $T(T \sim 10^{-2}$ s ojo $humano)$
- $< I >= 1/T \int_0^T I \cdot dt = \frac{1}{2c\mu_0} E_0^2$



- propiedad genuina mov. ondulatorio : principio superposición, permite entender como dos ondas se encuentran en un punto $\Rightarrow$ **otra onda** distinta de las incidentes $\Rightarrow$ fenómenos de interferencia y difracción.
- ejemplo más sencillo de interferencia, experimento doble rendija de Young : onda incidente se difracta en cada rendija cubriendo en pantalla área $>>$ sombra de la rendija. Interferencia puede ser:
  - constructiva :$|X_1 - X_2| = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2...$
  - destructiva : $|X_1 - X_2| = (n + \frac{1}{2})\lambda, \ = 0, 1, 2...$

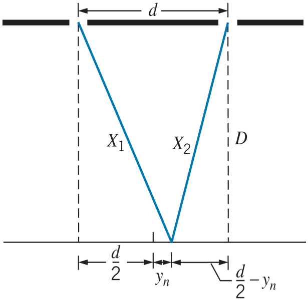


(a)


(b)

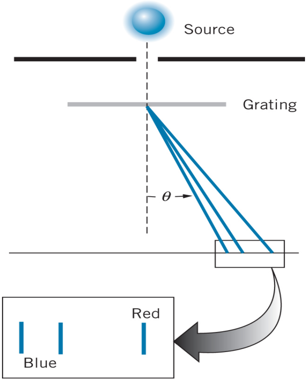
$$y(t) = Acos\omega(t - \frac{X_1}{c}) + Acos\omega(t - \frac{X_2}{c}) = 2Acos\omega(t - \frac{X}{c})cos\frac{\omega}{2c}(X_1 - X_2) \quad (1)$$

$$y(t) = 2Acos\omega(t - \frac{X}{c})cos\frac{\omega}{2c}(dsin\theta) = 2Acos\omega(t - \frac{X}{c})cos\frac{\pi dsin\theta}{\lambda} \quad (2)$$

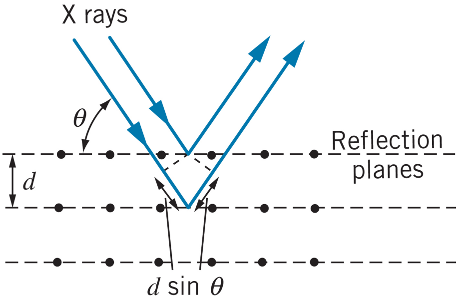


- $X_1^2 = D^2 + (\frac{d}{2} + y_n)^2$; $X_2^2 = D^2 + (\frac{d}{2} - y_n)^2 \Rightarrow y_n = \frac{X_1^2 - X_2^2}{2d} \sim \frac{D(X_1 - X_2)}{d}$
- $D >> d \Rightarrow X = 0.5(X_1 + X_2) \cong D$ y la amplitud es modulada
- Geometria: $X_1 - X_2 = d \cdot y_n / D$; $X_1 - X_2 \sim d \cdot sin\theta$
- Máximos interferencia : $\pi dsin\theta/\lambda = n\pi \Rightarrow sin\theta_n = n \cdot \frac{\lambda}{d} \Rightarrow y_n = n \cdot \frac{\lambda D}{d}$
- Linea nodal : $\pi dsin\theta/\lambda = (2n+1)\frac{\pi}{2} \Rightarrow sin\theta_n = (n + \frac{1}{2}) \cdot \frac{\lambda}{d}$

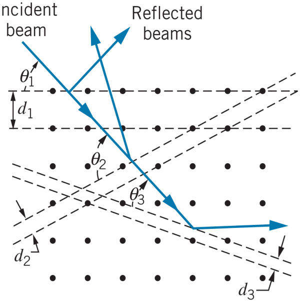
- Red difracción: generalización doble rendija Young a **muchas** rendijas
- Máximos asociados a distintos λs aparecen a ángulos : $d \sin\theta = n \cdot \lambda$
- Aqui d=espaciado red i.e. distancia rendijas consecutivas y $n = 1, 2, 3...$
- Quiero $sin\theta \sim 0.5 \Rightarrow d \sim$ *unas cuantas longitudes de onda*
- Es λ luz visible $\Rightarrow d \sim 1\ \mu m$: factible mecánicamente
- Para rayos X i.e. $\lambda \sim 0.1\ nm \Rightarrow d \sim$ *separación atómica*
- Max von Laue y Lawrence Bragg : desarrollaron difracción por rayos X de estructuras cristalinas en 1915

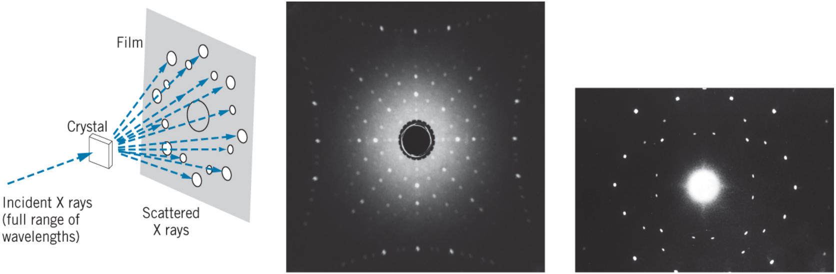


- Sea un haz de rayos X incidente sobre cristal: reflexión del haz por los átomos del cristal
- Supongamos distancia separación dos planos de átomos sea d
- Haz reflejado por el segundo plano recorre distancia $2d \cdot \sin\theta$ mayor que haz reflejado primer plano
- Para interferencia máxima : $2d \cdot sin\theta = n\ \lambda$, n=1,2,3,... :**ley de Bragg**
- Nótese diferencia en factor 2 con la expresión anterior para plano único



∃ muchos planos de reflexión posibles ⇒ Laue patterns





(a) (b) (c)

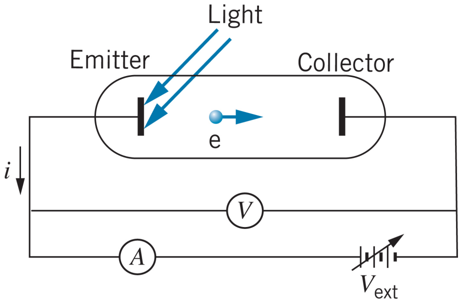
Ejemplo 1 : Irradiamos un muestra de ClNa con un haz de rayos X de $\lambda = 0.250\ nm$. La primera reflexión de Bragg aparece a un ángulo de 26.3°. Determinar el espaciado atómico en el cristal de ClNa. Determinar el ángulo de incidencia del haz de rayos X que producirá el segundo pico de Bragg.
Sol:

- $d = \frac{n\lambda}{2sin\theta} = \frac{0.250\ nm}{2sin26.3^\circ} = 0.282\ nm$
- $sin\theta = \frac{n\lambda}{2d} = \frac{0.250\ nm}{0.282\ nm} = 0.8865 \Rightarrow \theta = 62.4^\circ$

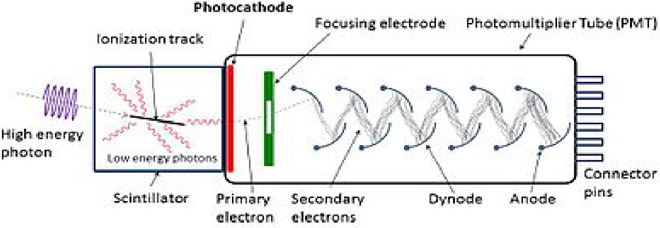
Ejemplo 2 : En un experimento de doble rendija se utiliza luz de Na con $\lambda = 589.0\ nm$. La separación entre rendijas es de 1.05 mm y la pantalla se encuentra a $D = 2.357\ m$ de ellas. Determinar la separación entre máximos adyacentes sobre la pantalla.
Sol.:

- $\Delta y = y_{n+1} - y_n = \lambda \frac{D}{d} = 589\ nm \frac{2.357\ m}{1.05\ mm} = 1.32\ mm$

- Primero de una serie de experimentos que no pueden explicarse mediante teoria ondulatoria de la luz
- Heinrich Hertz 1887: superficie metálica iluminada por luz emite electrones que atraviesan un tubo de vacio para evitar pérdida de energia por colisiones $\Rightarrow$ corriente eléctrica en colector
- Clásicamente: superficie metálica absorbe energia de la fuente luminosa hasta que esta exceda energia de enlace: emisión
- Valores tipicos: $\Phi(Na) = 2.28\ eV$, $\Phi(Al) = 4.08\ eV$, $\Phi(Cu) = 4.70\ eV$
- $\Delta V_{em,col} < 0 \Rightarrow \Delta U = -e\Delta V > 0 \Rightarrow$ electrones pierden $E_{kin} \Rightarrow I \downarrow$
- Energia cinética máxima electrones emitidos, K_{max}, corresponderá $\Delta V = V_s$ que haga $I = 0$ i.e. $K_{max} = e \cdot V_s$



- en analogia como estimulo nervio óptico ⇒ impulso nervioso
- fotoelectrón producido al estimular con luz un fotocátodo, es acelerado por dinodos con efecto multiplicador dando origen a impulso eléctrico medible



- GUTs predicen $p \rightarrow e^{+} + \pi^{0}$ con $\pi^{0} \rightarrow \gamma\gamma$ con $\tau_{th} = 10^{36}$*años*
- Superkamiokande : 50.000 Toneladas agua pura, en cilindro $H = 40\ m$ y $2R = 35\ m$ cubiertos por 11.000 PMTs en mina Kamioka a 1100 m de profundidad
- $\tau_{exp} > 10^{34}$ *años*

Efecto fotoeléctrico: predicciones clásicas

- $K_{max} \propto I$
- Cualquier λ de la luz incidente es buena
- Tiempo de emisión del orden de segundos

Ejemplo: Un láser de helio-neón de intensidad 120 W/m^2 incide sobre una placa metálica de Na que puede emitir fotoelectrones si recibe al menos $\Phi = 2.3\ eV$ de energia. Si el electrón está confinado en un área de radio $r = 0.1\ nm$ cuanto tiempo necesitaria clásicamente esta placa de sodio para emitir fotoelectrones?
Sol:

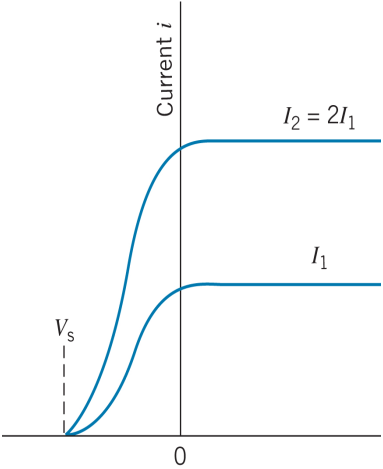
- Área confinamiento electrón: $A = \pi r^2 = 3.1 \times 10^{-20} m^2$
- Energia absorbida electrón: $P_{ave} \cdot \Delta t = \Delta E$
- $\Delta t = \frac{\Delta E}{P_{ave}} = \frac{\Phi}{I \cdot A} = \frac{(2.3\ \ eV)(1.6 \times 10^{-19}\ \ J/eV)}{(120\ \ W/m^2)(3.1 \times 10^{-20}\ \ m^2)} = 0.10\ s$

:

Medidas experimentales efecto fotoeléctrico contradicen predicciones clásicas

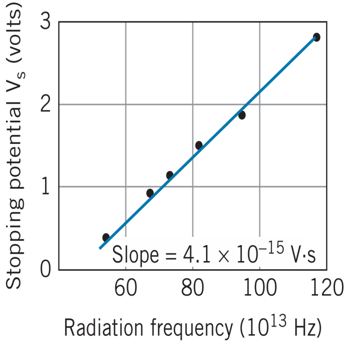
Los hechos experimentales sin embargo muestran

- $K_{max} \propto V_S$ no depende de la intensidad de la luz para un λ o ν dada
- $\nexists$ fotoeléctrico por **debajo de una determinada** ν_c de la fuente (**o por encima de una** λ_c)
- Tiempo de emisión de fotoelectrones ocurre a 10^{-9} s



Teoria cuántica efecto fotoeléctrico

- Einstein en 1905 usa ideas de Planck para explicar correctamente e.f.
- Energia radiación e.m. no se distribuye uniformemente sobre frente ondas
- Antes bien se concentra en cuantos, fotones, de energia $E = h \cdot \nu = h \cdot c/\lambda$
- Fotones viajan a velocidad de la luz y su impulso es $p = E/c = h/\lambda$
- Deben tener masa en reposo nula, si no su energia y momento serian ∞
- Energia de un fotón es trasmitida instantáneamente a un electrón
- Por tanto $\mathbf{K_{max}} = \mathbf{h} \cdot \nu - \mathbf{\Phi}$ i.e. independiente intensidad luz
- Fotoelectrones no serán emitdos si $h\nu$ por debajo de energia de enlace
- Robert Millikan midió (1915) K_{max} función $\nu \Rightarrow h = 6.57 \times 10^{-34}$ $J.s$



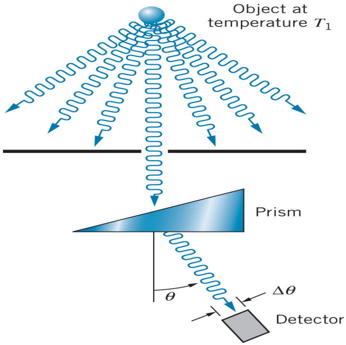
Ej. 1 : Determinar la energia y el momento de un fotón de longitud de onda 650 nm (luz roja)
Sol:

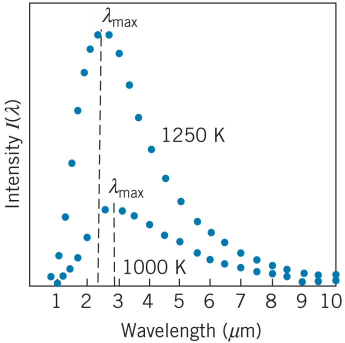
- $E = hc/\lambda = \frac{(6.63 \cdot 10^{-34} J.s)(3 \cdot 10^{8} m/s)}{650 \cdot 10^{-9} m} = 3.06 \cdot 10^{-19} J = 1.91\ eV$
- $p = E/c = 1.91 eV/c$

Ej. 2 :Si $\Phi(Tu) = 4.52\ eV$ determinar a)λ_c b) K_{max} para radiación de 198 nm y c) el potencial de frenado V_s.
Sol:

- $\lambda_c = hc/\Phi = \frac{1240 eV.nm}{4.52\ eV} = 274\ nm$
- $K_{max} = h\nu - \Phi = hc/\lambda - \Phi = \frac{1240 eV.nm}{198 nm} - 4.52\ eV = 1.74\ eV$
- $V_s = \frac{K_{max}}{e} = \frac{1.74 eV}{e} = 1.74\ V$

- Radiación térmica es la emitida por todos los cuerpos debida a su temperatura
- A temperatura ambiente esta radiación ocurre en la zona infraroja del espectro i.e. no es visible ($\nu \sim 10^{13}\ Hz$)
- Finales s. XIX muchos experimentos tenian como objetivo medir la intensidad de la radiación como función de λ véase fig. adjunta para dispositivo exp y resultados a $T = 1000\ K$ y $1250\ K$ que indican a) área bajo la curva crece con T y b) $\lambda_{max} \propto 1/T$.
- $[I] = W/m^2 = J/m^2/s$



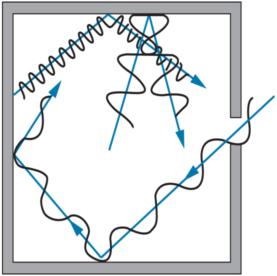


- Ley de Stefan: $I = \sigma T^4$ siendo $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} W/m^2/K^4$ constante de Stefan-Boltzmann
- Ley de Wien : $\lambda_{max} \cdot T = 2.8978 \cdot 10^{-3} m.K$ siendo λ_{max} la longitud de onda a la cual la intensidad alcanza un máximo

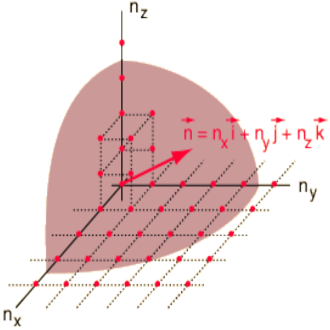
Ejemplo: Determinar la longitud de onda a la que un objeto a temperatura ambiente tiene su máximo de intensidad térmica. Determinar la temperatura a la que lo debemos calentar para que este pico de radiación ocurra en el rojo $\lambda_{rojo} = 650\ nm$. Determinar la razón entre las intensidades de radiación emitidas a ambas temperaturas.

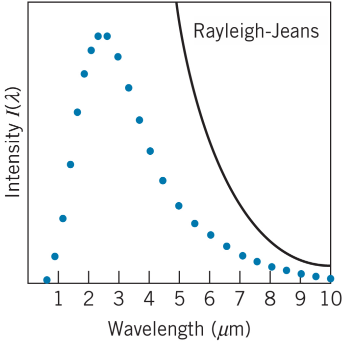
- $\lambda_{max} = \frac{2.8975 \times 10^{-3} m.K}{293K} = 9.89\ \mu m$
- $T_2 = \frac{2.8975 \times 10^{-3} m.K}{\lambda_{max}} = \frac{2.8975 \times 10^{-3}}{650 \times 10^{-9}} \frac{m.K}{m} = 4460\ K$
- $\frac{I_2}{I_1} = \frac{\sigma T_2^4}{\sigma T_1^4} = (\frac{4460}{293})^4 = 5.37 \times 10^4$

- Análisis radiación térmica cuerpo arbitrario muy complejo, depende de sus propiedades superficiales i.e. de sus propiedades de emisión y reflexión $\Rightarrow$
- Simplificación : cuerpo negro i.e. aquel absorbe toda radiación incidente y refleja ninguna $\Rightarrow \Box\vec{E} = 0$
- Caso particular como en figura adjunta : caja metálica hueca con paredes en equilibrio térmico a T y con una apertura. Denotemos por $u(\lambda) \equiv$ densidad energia e.m. $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ en la cavidad :$[u] = J/m^3$.
- La mitad de la radiación se mueve en dirección opuesta al agujero y la otra mitad se mueve en dirección a él pero a todos los ángulos, resultado : $I(\lambda) = \frac{1}{2} u(\lambda) \frac{< A \cdot cos\theta \cdot c \cdot cos\theta >}{A} = \frac{c}{4} u(\lambda) =$ intensidad radiada
- Recordatorio : ondas estacionarias cuerda longitud L extremos fijos :$\lambda = 2L/n \Rightarrow n_2 - n_1 = 2L(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1) \Rightarrow dn = |dn/d\lambda| d\lambda = 2L \frac{d\lambda}{\lambda^2}$



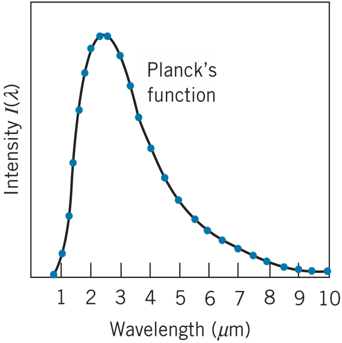
- Caja está llena con ondas e.m. estacionarias, campo eléctrico nodal en paredes: $E = E_0 sin\frac{n_1\pi x}{L} sin\frac{n_2\pi y}{L} sin\frac{n_3\pi z}{L} sin\frac{2\pi ct}{\lambda} \Rightarrow$ $(n_1\pi/L)^2 + (n_2\pi/L)^2 + (n_3\pi/L)^2 = (2\pi/\lambda)^2 \Rightarrow n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 4L^2/\lambda^2$
- Número modos: $n(\lambda) = \frac{4\pi}{3}(n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{8}_{oct} \cdot 2_{pol} = \frac{8\pi V}{3\lambda^3}$
- Número ondas estacionarias $[\lambda, \lambda + d\lambda]$: $N(\lambda)d\lambda = |dn/d\lambda|d\lambda = \frac{8\pi V}{\lambda^4}d\lambda$
- Cada onda individual contribuye $N(E) = \frac{N}{kT}e^{-E/kT}$ **(oscilador clásico)** $\Rightarrow$
- $< E >= \frac{1}{N}\int_0^\infty EN(E)dE = (1/kT)\int_0^\infty Ee^{-E/kT}dE = kT$ si por partes
- Densidad de energia caja$=$ $(no.\ ondas/unidadV) \times (< E >_{onda})$ $\Rightarrow u(\lambda)d\lambda = \frac{N(\lambda)d\lambda}{V}kT = \frac{8\pi}{\lambda^4}kTd\lambda$: ley de Rayleigh-Jeans
- $I(\lambda) = \frac{c}{4}u(\lambda) = \frac{2\pi c}{\lambda^4}kT$: catástrofe ultravioleta $\equiv$ quiebra fisica clásica

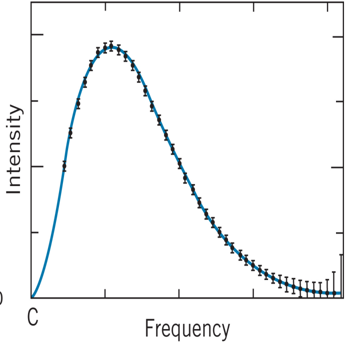




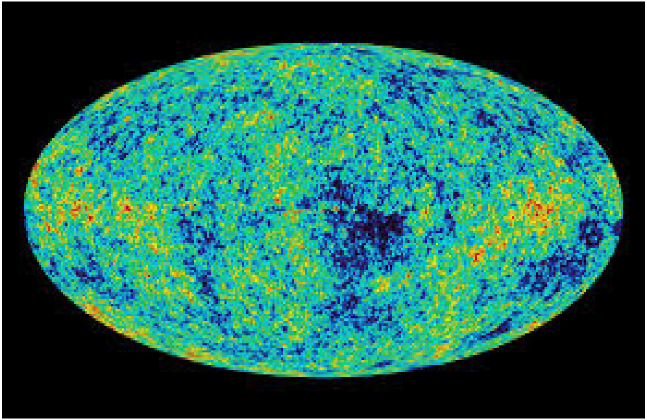
- Max Planck, 1900 considera que ondas estacionarias e.m. resultan de **oscilaciones atómicas** en paredes cavidad
- Átomos emiten o absorben energia en **cantidades discretas** : $E_n = n\epsilon = n \cdot h \cdot \nu$, n=1,2,3..$\Rightarrow$ supresión $\nu \uparrow$ i.e. $\lambda \downarrow$
- Número osciladores con energia E_n : $N_n = N(1 - e^{-\epsilon/kT})e^{-n\epsilon/kT}$
- Recordemos clásicamente i.e. Maxwell-Boltzmann : $N(E) = \frac{N}{kT}e^{-E/kT}$
- En efecto: utilizamos la identidad $\sum_0^\infty e^{nx} = \frac{1}{1-e^x} \Rightarrow \sum_0^\infty ne^{nx} = \frac{e^x}{(1-e^x)^2}$
- $\sum_0^\infty N_n = \sum_0^\infty Ae^{-E_n/kT} = A\sum_0^\infty e^{-n\epsilon/kT} = \frac{A}{1-e^{-\epsilon/kT}} = N$
- $< E >= \frac{1}{N}\sum_{n=0}^\infty N_n \cdot E_n = (1 - e^{-\epsilon/kT})\sum_{n=0}^\infty n\epsilon e^{-n\epsilon/kT} \Rightarrow$
- $< E >= (1 - e^{-\epsilon/kT})\frac{\epsilon e^{-\epsilon/kT}}{(1-e^{-\epsilon/kT})^2} = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/kT}}{(1-e^{-\epsilon/kT})} \Rightarrow$
- $< E >= \frac{\epsilon}{(e^{\epsilon/kT}-1)} = \frac{h\nu}{(e^{h\nu/kT}-1)} \Rightarrow < E >= kT, 0 \; si \; \nu \rightarrow 0, \infty$
- $< E >= \frac{\epsilon}{(e^{\epsilon/kT}-1)} = \frac{h\nu}{(e^{h\nu/kT}-1)} = \frac{hc/\lambda}{(e^{hc/\lambda kT}-1)}$
- $I(\lambda) = \frac{c}{4}u(\lambda) = \frac{c}{4}(\frac{8\pi}{\lambda^4})[\frac{hc/\lambda}{(e^{hc/\lambda kT}-1)}]$
- $I(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{(e^{hc/\lambda kT}-1)}$

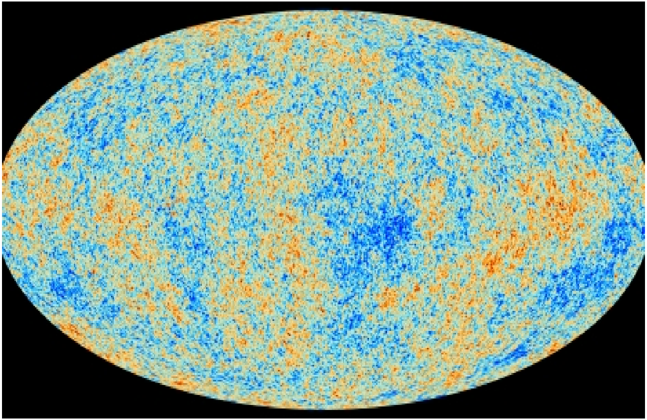
- Fórmula de Planck: $I(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{(e^{hc/\lambda kT} - 1)}$
- Ajusta perfectamente datos experimentales incluidos los de COBE para el CMB dando $T = 2.725\ ^\circ K$





WMAP : Wilkinson Microwave Anisotropy Probe





Ejemplo 1 : El Sol tiene una temperatura superficial de 6000 $^\circ K$. Determinar la longitud de onda a la que el Sol tiene su pico de emisión.
Sol:

- De acuerdo con la ley de Wien $\lambda = \frac{2.898 \times 10^{-3}\ m\ ^\circ K}{6000\ ^\circ K} = 483\ nm$
- Esta longitud de onda se encuentra en el centro del espectro visible, en la zona de mayor sensibilidad del ojo humano

Ejemplo 2 : Si los datos del CMB se ajustan a la radiación de un cuerpo negro con $T = 2.7\ ^\circ K$, determinar la longitud de onda a la que ocurre el pico de esta radiación. Determinar la energia, en eV, de los fotones en este pico.
Sol.:

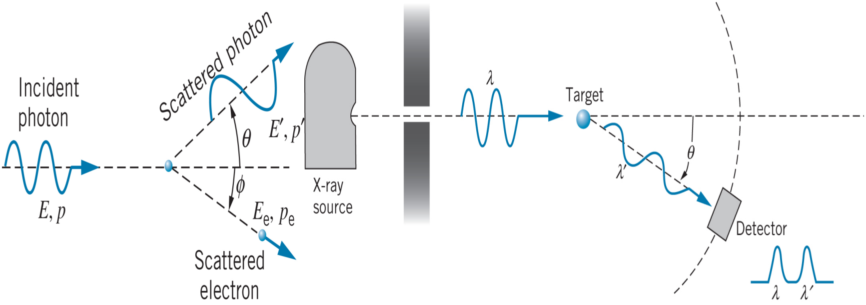
- De acuerdo con la ley de Wien $\lambda = \frac{2.898 \times 10^{-3}\ m\ ^\circ K}{2.7\ ^\circ K} = 1.1\ mm$ i.e. región de microondas
- $E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1240\ eV.nm}{1.1\ mm} = 1.1 \times 10^{-3}\ eV$.

- Ley de Planck $\Rightarrow$ ley de Stefan
  - $\int_0^\infty I(\lambda)d\lambda = \int_0^\infty [\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}] \frac{d\lambda}{(e^{hc/\lambda kT}-1)}$
  - Definamos $x = hc/\lambda kT$ con $dx = (-hc/\lambda^2 kT)d\lambda$
  - $\int_0^\infty I(\lambda)d\lambda = 2\pi hc^2 (\frac{kT}{hc})^3 (\frac{kT}{hc}) \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$
  - $\int_0^\infty I(\lambda)d\lambda = \frac{2\pi k^4}{h^3 c^2} T^4 \frac{\pi^4}{15} = \sigma \cdot T^4$
  - $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2}$: ley de Stefan permite determinar h

- Ley de Planck $\Rightarrow$ ley de Wien
  - Para determinar λ_{max} necesito calcular $dI(\lambda)/d\lambda$
  - $\frac{dI(\lambda)}{d\lambda} = 2\pi hc^2 [(\frac{-5}{\lambda^6}) \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} + (\frac{1}{\lambda^5}) \frac{(-e^{hc/\lambda kT})(-hc/\lambda^2 kT)}{(e^{hc/\lambda kT} - 1)^2}]$
  - $-\frac{5}{\lambda} + \frac{(e^{hc/\lambda kT})(hc/\lambda^2 kT)}{(e^{hc/\lambda kT} - 1)} = 0$
  - $(x-5)e^x + 5 = 0 \Rightarrow x = 4.9651 = hc/\lambda_{max} kT$
  - $\lambda_{max} T = \frac{hc}{4.9651k}$: *ley de Wien*

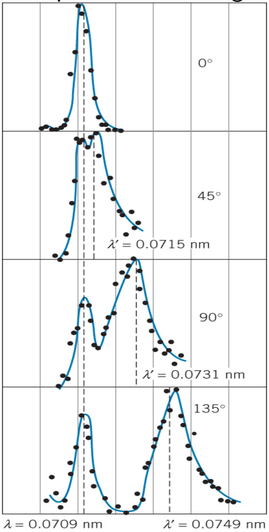
Arthur Compton en 1923 realizó primeras medidas dispersión $\gamma e \rightarrow \gamma e$

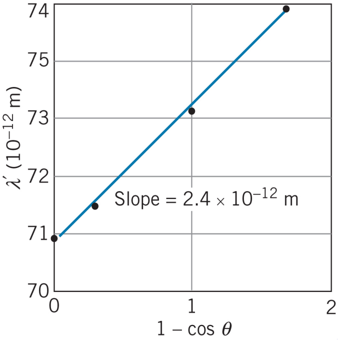
- $\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - cos\theta)$
- $\frac{h}{m_e c} = 0.002426\ nm \sim 2.43 \times 10^{-12}\ m \equiv longitud\ onda\ Compton$
- $tan\phi = \frac{E' sin\theta}{E - E' cos\theta}$



Resultados experimentales muestran dos picos:

- Primer pico fijo $\Leftrightarrow$ dispersión con núcleo o electrones capas internas, $\Delta E_\gamma \sim 0$
- Segundo pico varia con ángulo dispersión, pendiente es la predicha $h/m_e c$



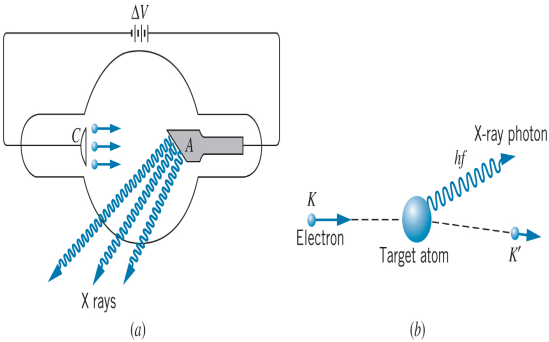


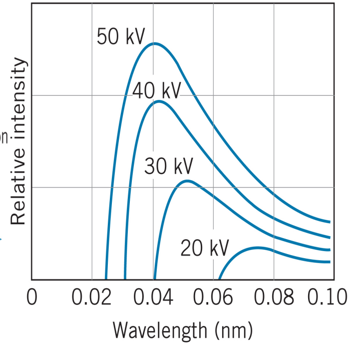
Rayos X de $\lambda = 0.24$ *nm* sufren dispersión Compton de modo que el haz dispersado es observado a un ángulo de $\pi/3$ con relación al incidente. Determinar la longitud de onda y la energia de los fotones dispersados, asi como la energia cinética y el ángulo de dispersión de los electrones.

Sol.:

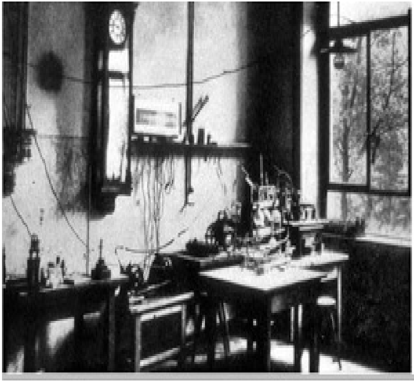
- $\lambda' = \lambda + \frac{h}{m_e c}(1 - cos\theta) = \lambda + \frac{hc}{m_e c^2}(1 - cos\theta) =$ $0.24 + \frac{1240eV.nm}{511.000eV}(1 - 0.5) = 0.2412\ nm$
- $E' = \frac{hc}{\lambda'} = \frac{1240eV.nm}{0.2412\ \ nm} = 5141\ eV$
- La energia del fotón incidente es $E = \frac{hc}{\lambda} = 5167\ eV \Rightarrow K = 5167 - 5141 = 26\ eV$
- $\phi = tan^{-1}\frac{E' sin\theta}{E - E' cos\theta} = tan^{-1}\frac{(5141\ \ eV)(sin\ \ \pi/3)}{(5167\ \ eV)-(5141\ \ eV \cdot cos\ \ \pi/3)} = 59.7^{\circ}$

- Particulas cargadas aceleradas emiten radiación de frenado i.e. fotones
- Electrones emitidos en cátodo C recogidos en ánodo A
- Pérdida energia potencial $-e\Delta V \Leftrightarrow$ ganancia energia cinética $K = e\Delta V$
- Electrones se ven frenados colisiones átomos de A $\Rightarrow$ emisión de fotones
- Máxima ν i.e. minima λ : $h\nu_{max} = \frac{hc}{\lambda_{min}} = K = e\Delta V \Leftrightarrow \lambda_{min} = \frac{hc}{K} = \frac{hc}{e\Delta V}$
- Si $V \sim 10^4 \ V \Rightarrow \lambda_{min} \sim 0.1 \ nm$ i.e. $\nu_{max} \sim 10^{18} \ Hz$ i.e. región Rayos X
- **Bremsstrahlung**: $e \rightarrow e + \gamma$ **inverso de e.f.** $e + \gamma \rightarrow e$





- Wilhelm Konrad Roentgen, primer Premio Nobel de Fisica, cuya dotación donó a su Universidad
- No patentó su descubrimiento, según su famosa frase: Los rayos X deben ser libres
- Vista de su laboratorio, de la primera radiografia (la mano de su esposa Bertha) y de él mismo



Resumen

- Máximos experimento doble rendija: $y_n = n\frac{\lambda D}{d}, n = 0, 1, 2, 3....$
- Ley de Bragg difracción rayos X: $2dsin\theta = n\lambda, n = 1, 2, 3, ...$
- Máxima energia cinética fotoelectrones: $K_{max} = eV_s = h\nu - \Phi$
- Frecuencia minima (longitud de onda máxima) de la fuente en e.f. : $\nu_c = \frac{\Phi}{h}$; $\lambda_c = \frac{hc}{\Phi}$
- Ley de Stefan: $I = \sigma T^4$
- Ley de Wien : $\lambda_{max} T = 2.8978 \times 10^{-3} m \cdot^\circ K$
- Formula de Rayleigh-Jeans : $I(\lambda) = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT$
- Fórmula de Planck: $I(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{(e^{hc/\lambda kT} - 1)}$
- Scattering Compton: $\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - cos\ \theta)$
- Bremsstrahlung: $\lambda_{min} = \frac{hc}{K} = \frac{hc}{e\Delta V}$