

Efecto Compton 3

- ✓ La dispersión de Compton (2^{do} pico a la derecha en los espectros) comienza a ser importante ($\lambda' \neq \lambda$) especialmente cuando se bombardean o irradian blancos que contienen átomos de bajo número atómico (Z) por ejemplo un blanco hecho de Carbono ($Z=6$).
- ✓ En este caso los electrones del átomo están débilmente enlazados al átomo, tanto que la energía de enlace es muy baja comparada con la energía del rayo incidente, de forma que los electrones pueden considerarse "libres".
- ✓ Bajo esta condición de "libertad" de los electrones del blanco, se hace más fácil que el rayo incidente ceda su energía y que los fotones que emergen de la interacción tengan una energía y frecuencia menor que la de los fotones del rayo incidente y por lo tanto una longitud de onda λ' mayor a la incidente λ (2^{do} pico a la derecha de los espectros).
- ✓ Cuando $\lambda \rightarrow 0$ (región γ) y la energía del fotón incidente es muy grande entonces ^{casi} siempre se libera a un electrón y se dice que el "scattering de Compton domina".

- ✓ Como se mencionó en el documento "Efecto Compton-1" la física clásica no puede explicar la existencia del 2^{do} pico (a la derecha) de los espectros el cual, como se mencionó anteriormente, es propiciado mayormente cuando $\lambda \rightarrow 0$.
- ✓ Esto hace que podamos afirmar que la física clásica no describe el experimento de Compton cuando $\lambda \rightarrow 0$ que corresponde a la "zona" de altas energías y consecuentemente al rango de altas frecuencias.
- ✓ Esta última afirmación es consistente con el hecho que la teoría clásica de Raleigh-Jeans no pudo explicar el espectro de radiación de un cuerpo negro en la región de altas frecuencias (catástrofe del ultravioleta).
- ✓ Es importante mencionar que $\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \phi)$ con $m_0 =$ masa de un electrón "libre".

- ✓ Clásicamente, el denominado "scattering" o "dispersión" de Thomson explica los fotones dispersados sin cambio en su longitud de onda.
- ✓ El campo eléctrico de las ondas electromagnéticas hace que los electrones atómicos oscilen con la misma frecuencia del campo eléctrico y ellos emitan radiación EM en todas las direcciones con la misma frecuencia ω y la misma longitud de onda incidente λ ($\lambda\omega = c$).
- ✓ ¿En qué región del espectro electromagnético "domina" el scattering de Thomson?
- ✓ $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda =$ cambio en la longitud de onda del fotón

$$\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$$

Si $\lambda \gg \Delta\lambda$ vemos que $\lambda' = \lambda$ y esto quiere decir que la dispersión de Thomson domina. En este caso la física clásica explica el experimento (1er pico a la izquierda en los espectros)

✓ Para ello $\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\phi)$ debe ser pequeño. ¿Cuándo $\Delta\lambda$ es pequeño?

Cuando m es grande
¿Cuándo m es grande?

Cuando el electrón del blanco (que interactúa con el fotón incidente) está tan enlazado al átomo que el fotón incidente en realidad interactúa con el átomo que tiene una masa mucho mayor que la masa m_0 del electrón.

✓ Puede decirse también que $\Delta\lambda$ es pequeño cuando la longitud de onda incidente es tan grande que puede considerarse $\lambda \rightarrow \infty$.

En un experimento de Compton, un λ que puede considerarse tan grande es un λ que corresponde a luz visible, micro-ondas, ondas de radio and so on!

- ✓ Cuando $\lambda \rightarrow \infty$ (bajas frecuencias, bajas energías $h\nu$) los resultados "cuánticos" tienden a los resultados clásicos.
- ✓ La dispersión de Thomson "domina" cuando $\lambda \rightarrow \infty$ indistintamente de que los electrones del blanco que se irradia estén fuertemente enlazados a sus correspondientes átomos o no.