Física de Partículas

FISI-3152 (Andrés Reyes) - Tarea 3 - 04.11.2022

En esta tarea continuaremos nuestro estudio del efecto Compton, en el contexto de la electrodinámica cuántica. Los objetivos que se persiguen son los siguientes: (i) obtener una fórmula covariante para la sección eficaz, tomando como punto de partida el elemento matricial $T_{\rm fi}$ que se obtuvo en clase a partir de la serie de Dyson, (ii) obtener el límite de bajas energías y, por comparación con la fórmula de Thomson, ilustrar cómo la electrodinámica cuántica en efecto provee una generalización consistente, en el dominio cuántico, de la electrodinámica clásica. Haremos uso, en particular, de las notas de clase [14] (Scattering clásico de radiación) y [18] (Operador S en QED), así como del capítulo 10 de Scheck (Quantum Physics).

[1.] Partiendo de la serie de Dyson, en las notas de clase [17] obtuvimos todas las contribuciones del operador de scattering en QED, para procesos de orden 2. Estos son procesos cuyos respectivos diagramas de Feynman contienen exactamente 2 vértices. Para un proceso de scattering como el de Compton, que es de la forma

$$e^- + \gamma \longrightarrow e^- + \gamma, \tag{1}$$

solamente aquellos diagramas que tengan dos líneas fermiónicas *externas* y dos líneas bosónicas *externas* contribuirán al proceso. Como es evidente en las notas, los únicos dos términos que pueden contribuir son el ③ y el ⑤. Calculando explícitamente las contribuciones de estos dos términos a la "matriz T" para estados inciales/finales de la forma

$$|\text{in}\rangle = a^\dagger_{r_1}(p_1)c^\dagger_{\lambda_1}(k_1)|0\rangle, \qquad |\text{out}\rangle = a^\dagger_{r_2}(p_2)c^\dagger_{\lambda_2}(k_2)|0\rangle, \tag{2}$$

hemos obtenido en clase el siguiente resultado:

$$T_{\rm fi} = \frac{-e^2}{(2\pi)^6}\overline{u^{(r_2)}}(p_2)\left(\not\varepsilon'\frac{(\not k_1 + \not p_1 + m)}{2k_1\cdot p_1}\not\varepsilon - \not\varepsilon\frac{(\not p_1 - \not k_2 + m)}{2p_1\cdot k_2}\not\varepsilon'\right)u^{(r_1)}(p_1), \tag{3}$$

donde $\varepsilon' \equiv \varepsilon^{(\lambda_2)^*}(k_2)$ y $\varepsilon \equiv \varepsilon^{(\lambda_1)}(k_1)$. Tomando esta expresión como punto de partida, y siguiendo las indicaciones en Scheck (cap. 10), obtenga una fórmula covariante explícita para la sección eficaz de este proceso, escrita en términos de los invariantes s, t y u.

[2.] Haciendo referencia a las notas [14], recordemos que la sección eficaz de Thomson toma la forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \sin^2\theta, \tag{4}$$

donde θ es el ángulo entre $\hat{n}$ y $\boldsymbol{E}_{\rm in}$. Nótese que este ángulo **no es** el ángulo θ_L definido en Scheck justo antes de la ecuación (10.43).

(i) Muestre que, al promediar sobre la polarización del campo incidente, la fórmula de Thomson da lugar a la siguiente expresión para la sección eficaz para luz no polarizada:

$$\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\theta_L}{2}\right). \tag{5}$$

Explique qué relación tiene esta expresión con la ec. (10.44) (sección eficaz de Compton) en Scheck.

(ii) Explique cuál es la diferencia entre las fórmulas (10.44) y (10.45) en Scheck. ¿Cómo se relaciona la fórmula (10.45) (Klein-Nishina) con la fórmula de Thomson, ec. (4) de este enunciado?

Fecha de entrega: Viernes 16 de noviembre, en clase.