

EL EFECTO COMPTON INVERSO EN LA ASTROFISICA

Por VLADIMIR GARRIDO O.

Observatorio Astronómico Nacional,
Facultad de Ciencias,
Universidad Nacional de Colombia.

RESUMEN

Astrofísica Teórica. Trabajo de presentación del efecto Compton inverso y algunas de sus aplicaciones en Astrofísica. La composición de los rayos cósmicos, la radiación de los objetos cuasiestelares y el aumento súbito del brillo en las estrellas ráfagas (flare stars) son examinados brevemente en base al efecto Compton inverso.

ABSTRACTS

Some topics about the inverse Compton effect and some of its applications to astrophysical problems are presented here.

En los últimos años el interés por el efecto Compton en la Astrofísica ha aumentado considerablemente debido a las aplicaciones que ha encontrado este efecto en la interpretación de muchos fenómenos celestes. Por esta razón, parece razonable una información del efecto Compton y de algunos de sus usos en el campo de la Astrofísica.

Como es sabido, el efecto Compton consiste en la dispersión (Scattering) de un fotón por un electrón. Si, como resultado de esta interacción se obtiene un fotón de baja frecuencia, el fenómeno se denomina simplemente efecto Compton. Sin embargo, el proceso opuesto es también posible obteniéndose en este caso como resultado de la colisión un fotón de alta frecuencia. Este fenómeno, llamado efecto Compton inverso, es el que parece tener más interés en la Astrofísica.

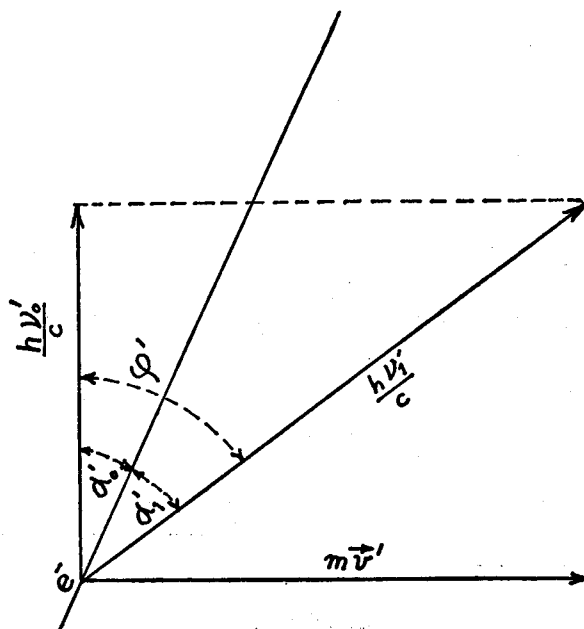
Examinemos inicialmente la posibilidad del efecto Compton inverso. Para esto, es necesario hallar la energía del fotón dispersado en términos de la energía del incidente. Analicemos la colisión en el sistema de referencia K' con relación al cual el electrón se halla inicialmente en reposo y supongamos que el ángulo de incidencia del fotón es en este sistema α_0 . Como resultado de la colisión el fotón es dispersado y el electrón adquiere cierta cantidad de movimiento. Según las leyes de conservación de la energía y de la cantidad de movimiento tenemos:

$$h\nu'_0 + m_0 C^2 = h\nu'_1 + m_0 C^2 (1 - V_1'^2/C^2)^{-1/2} \qquad h\nu'_0/C = h\nu'_1/C + mV_1'$$

en donde h es la constante de Planck, ν_0 la frecuencia del fotón incidente, m_0 la masa de reposo del electrón, V_1' la velocidad adquirida por el electrón, ν_1' la frecuencia del fotón dispersado, y C la velocidad de la luz.

Los índices 0 y 1 se refieren a las magnitudes antes y después de la interacción, las magnitudes "primas" son las medidas en el sistema de referencia K' , y $m = m_0 [1 - V_1'^2/C^2]^{-1/2}$ es la masa relativista del electrón.

(FIGURA Nº 1)



De la figura (1) se ve que:

$$m^2 V_1'^2 = h^2 \nu_0'^2 / C^2 + h^2 \nu_1'^2 / C^2 - (2 h^2 \nu_0' \nu_1' / C^2) \cos \phi' \quad (1)$$

siendo $\phi' = \alpha_0' + \alpha_1'$ el ángulo de dispersión del fotón. De la ley de conservación de la energía se obtiene:

$$m^2 C^4 = h^2 \nu_0'^2 + h^2 \nu_1'^2 - 2 h^2 \nu_0' \nu_1' + m_0^2 C^4 + 2 h m_0 C^2 (\nu_0' - \nu_1'). \quad (2)$$

Restando la fórmula (1) de la (2) se tiene además:

$$m^2 C^4 - m^2 V_1'^2 C^2 = m^2 C^4 (1 - V_1'^2 / C^2) = m_0^2 C^4 - 2 h^2 \nu_0' \nu_1' (1 - \cos \phi') + 2 h m_0 C^2 (\nu_0' - \nu_1')$$

de donde despejando ν_1' se llega a la expresión

$$\nu_1' = \nu_0' [1 + (h \nu_0' / m_0 C^2) (1 - \cos \phi')]^{-1}$$

que da la relación existente entre las frecuencias del fotón dispersado y la del incidente. Por lo tanto, para las energías de dichos fotones se tiene en K' la siguiente relación:

$$\epsilon_1' = \epsilon_0' [1 + (\epsilon_0' / m_0 C^2) (1 - \cos \phi')]^{-1}. \quad (3)$$

En el sistema de referencia K en "reposo", con respecto al cual el electrón posee inicialmente una velocidad V , la energía de los fotones es por supuesto otra.

Para hallar esta energía en el sistema K debemos utilizar las conocidas fórmulas de transformación de las frecuencias (las magnitudes no "primas" se refieren al sistema K).

$$\nu = \nu' [1 - (V/C) \cos \alpha'] [1 - V^2 / C^2]^{-1/2} \text{ o sea para las energías de los fotones:}$$

$$\epsilon = \epsilon' (1 - \beta \cos \alpha') (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad \beta = V/C$$

La transformación inversa da además:

$$\epsilon' = \epsilon (1 + \beta \cos \alpha) (1 - \beta^2)^{-1/2}, \text{ en donde } \alpha \text{ es el ángulo de incidencia del fotón en el sistema de referencia } K.$$

Con la ayuda de estas expresiones, y teniendo en cuenta la expresión (3), se obtiene que la energía del fotón dispersado en el sistema K es:

$$\epsilon_1 = \Upsilon^2 \epsilon_0 (1 + \beta \cos \alpha_0) (1 - \beta \cos \alpha_1') [1 - (\Upsilon \epsilon_0 / m_0 C^2) (1 + \beta \cos \alpha_0) (1 - \cos \phi')^{-1}]. \quad (4)$$

en donde $\Upsilon = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ es el factor de Lorentz.

De la fórmula (4) concluimos que para $\Upsilon \epsilon_0 \ll m_0 C^2$ y poniendo para comodidad los factores angulares ≈ 1 , $\epsilon_1 \approx \Upsilon^2 \epsilon_0$, es decir que si los fotones incidentes tienen energías comprendidas en el intervalo óptico, los dispersados por electrones veloces (Υ grande), por medio del efecto Compton, pueden poseer energías elevadas.

El mecanismo del efecto Compton inverso como posible fuente de emisión fuerte conduce naturalmente a su empleo para tratar de dar una explicación de la componente difusa de rayos X y Υ presentes en la radiación cósmica. Este problema ha sido investigado por J. E. Felten y Ph. Morrison [1] quienes examinan la radiación proveniente de la zona que envuelve nuestra galaxia llamada halo galáctico y también la radiación procedente de otras galaxias. El halo galáctico posee una determinada concentración de electrones relativistas y en Astrofísica presenta interés la potencia irradiada no por un solo electrón sino por toda una región entera. Por otra parte la fórmula (4) indica que la potencia dispersada por un electrón $P_e(\Upsilon, \rho, \nu)$ depende además de Υ (de la energía del electrón), de la densidad fotónica ρ y de la frecuencia ν . De esta manera la potencia dispersada por la unidad de volumen de la fuente por unidad de frecuencia y unidad de ángulo sólido debe ser

$$\delta P / \delta \Omega \delta \tau \delta \nu = \int_1^\infty P_e(\Upsilon, \rho, \nu) n(\Upsilon) \delta \Upsilon.$$

para el caso en que la distribución espectral de los electrones $n(\Upsilon)$ depende sólo de la variable Υ . Si la región que emite tiene dimensiones $L = R_2 - R_1$ a lo largo de la línea de observación, la magnitud observable es

$$(I_\nu)_c = \int_{R_1}^{R_2} \left(\frac{\delta P}{\delta \Omega \delta \tau \delta \nu} \right) \delta R. \quad (5)$$

llamada intensidad de la radiación Compton. En la suposición de que tanto la distribución fotónica como la electrónica son isotrópicas y de que los electrones son producidos de manera continua según la ley.

$$Q(\Upsilon) \delta \Upsilon = Q_0 \Upsilon^{-s} \delta \Upsilon \quad (6)$$

en donde $Q(\Upsilon) \delta \Upsilon$ es el número de electrones producidos en el intervalo de energías $\delta \Upsilon$ y s el índice espectral, se obtiene que el número de electrones en el halo con energías en $\delta \Upsilon$ es

$$n(\Upsilon) \delta \Upsilon = [Q_0 \Upsilon^{-s} / \tau (s - 1)] [p / \Upsilon m_0 C^2 + q + r \Upsilon m_0 C^2]^{-1}. \quad (7)$$

siendo τ el volumen del halo galáctico y p, q, r constantes que caracterizan los diversos procesos de pérdida de energía de los electrones. Es evidente que esta pérdida de energía de los electrones que emiten debe manifestarse en el espectro recibido. De las fórmulas (6) y (7) se deduce además que debe existir un intervalo de la variable Υ en el cual la distribución espectral no varía en su forma funcional. Para saber los puntos donde el espectro de radiación Compton experimenta cambios debidos a la pérdida de energía de los electrones se hace pues necesario conocer los valores de Υ en los cuales la distribución espectral varía en su forma funcional.

Una evaluación de estos valores en aceptable aproximación puede ser efectuada igualando los tiempos de vida de los electrones calculados sobre los distintos mecanismos de pérdida de energía esto es

$$t \approx (\gamma m_0 C^2) / (\delta E / \delta t).$$

Conocido este tiempo (puede tomarse el tiempo de difusión de los electrones como resultado de las colisiones aleatorias con las irregularidades del campo magnético y que es del orden de 3×10^{15} seg.) y la derivada $\delta E / \delta t$ que caracteriza el proceso de pérdida es posible hallar los valores de γ en cuestión. Con estos datos se puede construir teóricamente la forma aproximada del espectro de radiación Comptónica.

Si suponemos que los fotones que intervienen en el proceso Compton inverso provienen de la luz estelar y de una radiación negra a 3°K , presente en el espacio, la forma del espectro obtenido es aceptable aunque la magnitud de la intensidad es inferior a la observada. Si, además, se toman en cuenta los fotones provenientes de otras galaxias, las intensidades entonces obtenidas son del orden de las observadas en el supuesto que la densidad media de los electrones en el intervalo [1 — 10] G.e.v. sea aproximadamente 10^{-3} veces la densidad en ese mismo intervalo energético en el halo de la Galaxia.

El efecto Compton ha hallado también aplicación en el campo, de investigación relativamente reciente, de las fuentes de radio y en especial de las fuentes de radio cuasi-estelares. Las fuentes cuasi-estelares han sido objeto de gran estudio desde su descubrimiento en 1960. Estos objetos aparecen en las placas como estrellas que poseen variación de brillo. Sin embargo los objetos cuasi-estelares o "cuasars" poseen propiedades que las distinguen de los tipos de estrellas conocidos; su radiación, por ejemplo, no es semejante a la de las estrellas normales. La radiación continua proveniente de los cuasars tiene una componente no térmica de tipo sincrotrónico, esto es del tipo de radiación emitida por electrones relativistas cuando se mueven en un campo magnético. El nombre sincrotrónico se deriva de los aceleradores de partículas elementales en los cuales esta radiación fue observada por primera vez. De esta manera, los objetos cuasi-estelares no poseen las propiedades necesarias para identificarlos con las estrellas y galaxias normales. Existen dos teorías principales para explicar el origen de los cuasars: la teoría del origen local promovida por Teller [2], Hoyle, Burbidge y otros y la teoría del origen cosmológico. Según la teoría local los cuasars son objetos que han sido expulsados de nuestra Galaxia o de galaxias vecinas a grandes velocidades como consecuencia de algún proceso catastrófico. La gran velocidad de recesión de los objetos cuasi-estelares explicarían, según la teoría local, los corrimientos al rojo que exhiben los espectros de dichos objetos (efecto Doppler).

Por otra parte, según la teoría cosmológica, los cuasars son objetos muy lejanos y el corrimiento al rojo en sus espectros se debe precisamente a las enormes distancias a que se hallan de nosotros. En el corrimiento al rojo pronosticado por la teoría general de la relatividad, la velocidad de recesión V es directamente proporcional a la distancia: $V = Hl$, en donde H es la llamada constante de Hubble.

Los argumentos a favor y en contra de cada una de estas teorías son variados. Aquí nos vamos a limitar a examinar en un ejemplo el papel desempeñado por la radiación Compton inversa en estas teorías de los objetos cuasi-estelares.

Es aceptado en general que la radiación, en el infrarrojo y en radio frecuencias, proveniente de los cuasars es esencialmente de carácter sincrotrónico. En una región con cierta concentración de partículas relativistas y en presencia de un campo magnético la radiación sincrotrónica debe sumarse a la radiación debida al efecto Compton inverso. De aquí que presente interés conocer las potencias de radiación de cada uno de estos procesos.

Examinemos primeramente la radiación sincrotrónica de una partícula relativista que posee una carga eléctrica e . La potencia irradiada es evidentemente $P_s = -\delta E / \delta t$, E es la energía de la partícula. La importancia de la potencia se deduce del hecho que esta magnitud es invariante con relación a transformaciones de Lorentz. Para comprobar esto, tengamos en cuenta que la energía es proporcional a la cuarta componente P_τ del vector energía-impulso.

$P_\alpha = (P_x, P_y, P_z, iE/C)$; $P_\tau = iE/C$; C velocidad de la luz en el vacío. La transformación de Lorentz correspondiente a giros en el plano (x, τ) conduce a que las componentes de P_α se transformen de la manera siguiente:

$$P_x = [P'_x + (E'/C^2) V] [1 - V^2/C^2]^{-1/2}; P_y = P'_y; P_z = P'_z$$

$$E = P_\tau / Ci = (E' + VP'_x) (1 - V^2/C^2)^{-1/2} \quad (8)$$

en donde V es la velocidad del nuevo sistema de referencia K' con relación al sistema de referencia en "reposo" K , refiriéndose todas las magnitudes "primas" a las observadas en K' .

Si como nuevo sistema de referencia K' , tomamos el fijo instantáneamente con la partícula, de (8) obtenemos

$$E = E' (1 - V^2/C^2)^{-1/2},$$

de esta expresión y de la fórmula de transformación de Lorentz para los intervalos de tiempo

$$\Delta t = \Delta t' (1 - V^2/C^2)^{-1/2}$$

se obtiene fácilmente

$$\delta E / \delta t = (1 - V^2/C^2)^{-1/2} (\delta E' / \delta t') (1 - V^2/C^2)^{1/2} = \delta E' / \delta t'$$

es decir que,

$$-\delta E/\delta t = -\delta E'/\delta t = i n v$$

lo que demuestra la invariancia de la potencia.

En el caso de partículas no relativistas la potencia se expresa por la fórmula

$$-\delta E/\delta t = (2/3) e^2 a^2 / C^3. \quad (9)$$

siendo a , la aceleración de la partícula. Sin embargo, es evidente que (9) es válida en el sistema de referencia K' ya escogido, esto es,

$$\delta E'/\delta t' = - (2/3) (e^2/C^3) (a')^2 = - (2/3) (e^2/C^3) (a'_a)^2.$$

Para obtener la potencia en el sistema K nos resta transformar la aceleración a este sistema de referencia con la ayuda de la conocida fórmula de transformación para el cuadrado de la aceleración:

$$a_a^2 = \left\{ \dot{V}^2 - [(V/C) \dot{V}]^2 \right\} (1 - V^2/C^2)^{-3}$$

(el punto significa diferenciación con respecto al tiempo).

y hacer uso de la invariancia de la potencia para obtener

$$\delta E/\delta t = \delta E'/\delta t' = - (2e^2/3C^3) \left\{ V^2 - [(V/C) \dot{V}]^2 \right\} (1 - V^2/C^2)^{-3}$$

Esta expresión puede ser simplificada usando la igualdad

$$[V \dot{V}]^2 = V^2 \dot{V}^2 - (V \dot{V})^2$$

lo que da

$$\delta E/\delta t = - (2e^2/3C^3) \left\{ \dot{V}^2 (1 - V^2/C^2) + (V \dot{V})^2 / C^2 \right\}. \quad (10)$$

Si, como en el caso de la radiación sincrotrónica, la partícula se mueve en un campo electromagnético, tenemos

$$a \equiv \dot{V} = (e/m_0) (1 - V^2/C^2)^{-1/2} \left\{ \epsilon + [V H]/C - V (V \epsilon)/C^2 \right\},$$

m_0 masa de reposo de la partícula, ϵ , H intensidades del campo eléctrico y magnético respectivamente. De manera que en este caso se obtiene:

$$\dot{V}^2 (1 - V^2/C^2) + (V \dot{V})^2 / C^2 = (e^2/m_0^2) (1 - V^2/C^2)^2 \left\{ (\epsilon + [V H]/C)^2 + V^2 (V \epsilon)^2 / C^4 - 2 (V \epsilon)^2 / C \right\} \\ + (e^2/m_0^2) (1 - V^2/C^2)^3 (V \epsilon) / C^2 = (e^2/m_0^2) (1 - V^2/C^2)^2 \left\{ (\epsilon + [V H]/C)^2 - (V \epsilon)^2 / C^2 \right\},$$

reemplazando esta expresión en (10) se llega a la fórmula

$$(\delta E/\delta t) = - (2e^4/3m_0^4 C^3) [m_0 C^2 (1 - V^2/C^2)^{-1/2}]^2 \left\{ (\epsilon + [V H]/C)^2 - (V \epsilon)^2 / C^2 \right\},$$

e introduciendo la energía de la partícula

$$E = \gamma m_0 C^2, \quad \gamma = (1 - V^2/C^2)^{-1/2}$$

obtenemos

$$\delta E/\delta t = - (2e^4 \gamma^2 / 3 m_0^2 C^3) \left\{ (\epsilon + [V H]/C)^2 - (V \epsilon)^2 / C^2 \right\}$$

De aquí, si $\epsilon = 0$ es decir existe solamente el campo magnético y si la velocidad V es perpendicular a este campo obtenemos para el caso de partículas muy veloces (caso ultrarrelativista)

$$\delta E/\delta t = - (2e^4 \gamma^2 / 3 m_0^2 C^3) H^2 = - 2r_0^2 C \gamma^2 H^2 / 3$$

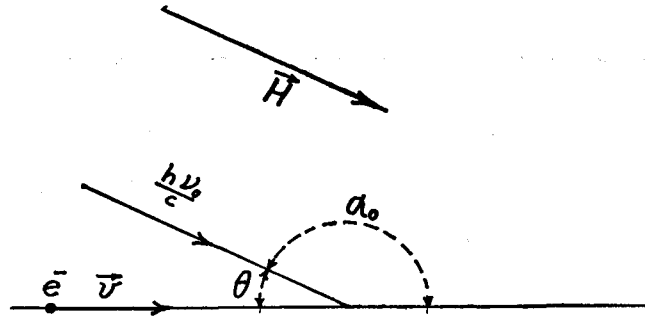
en donde $r_0 = e^2/m_0 C^4$ es el radio clásico del electrón. De esta manera se llega a la fórmula de Schwinger para la potencia sincrotrónica de electrones ultrarrelativistas.

$$P_S = 2r_0^2 C \gamma^2 H^2 / 3. \quad (11)$$

La potencia de la radiación Compton inversa en los objetos cuasi-estelares ha sido evaluada por Hoyle, Burbidge y Sargent [3] en la suposición de una distribución isotrópica de los electrones. Como resultado de esta evaluación, estos autores obtienen que la potencia de la radiación Compton inversa es superior a la sincrotrónica si suponemos que los cuasars se hallan a distancias cosmológicas lo cual contradice el origen sincrotrónico de la radiación de esos objetos en el infrarrojo y en radio frecuencias. Por el contrario, si suponemos que los objetos cuasi-estelares se hallan relativamente cercanos, a una distancia del orden de 10 (megaparsecs), estas dificultades en la interpretación del espectro desaparecen. Este resultado es considerado por los antedichos autores como un argumento en contra de la teoría cosmológica. Sin embargo, Woltjer [4] considera que el resultado obtenido por Hoyle, Burbidge y Sargent es una consecuencia de la suposición de la isotropía de la distribución de los electrones. En la hipótesis de que los electrones se desplazan en un estrecho cono con relación a las líneas de fuerza de un campo magnético radial es posible demostrar que la relación entre las potencias de radiación Compton inversa y sincrotrónica depende de la tangente del ángulo formado por los electrones y las líneas del campo magnético, de esta manera la radiación Compton inversa se hace pequeña en comparación con la sincrotrónica al disminuir el ángulo de inclinación de los electrones con relación al campo magnético.

Para obtener este resultado examinemos un haz de fotones paralelo al campo magnético y supongamos que el electrón se desplaza formando un ángulo θ con relación al campo magnético. La interacción del electrón con los fotones observada desde el sistema de referencia en "reposo" K está representada en la fig. 2.

(FIGURA N° 2)



De esta figura notamos que $\theta = \pi - \alpha_0$. Para electrones ultrarrelativistas la desigualdad $\gamma \epsilon_0 \ll m_0 C^2$ reduce la fórmula (4) a la expresión

$$\epsilon_1 = \gamma^2 \epsilon_0 (1 + \beta \cos \alpha_0) (1 - \beta \cos \alpha_1) \quad (12)$$

para la energía del fotón dispersado. Además de la fig. 1 tenemos

$\phi' = \alpha_0' + \alpha_1'$; $\theta' = \pi - \alpha_0'$; $\alpha_1' = \phi' + \theta' - \pi$;
introduciendo estos ángulos en (12), obtenemos

$$\epsilon_1 = \gamma^2 \epsilon_0 (1 - \beta \cos \theta) [1 + \beta \cos (\phi' + \theta')] \quad (13)$$

Estamos interesados ahora en calcular la potencia total dispersada por un electrón por medio del mecanismo Compton inverso. La fórmula (13) da la energía de uno de los fotones dispersados en el ángulo ϕ' ; para hallar la energía total dispersada en este ángulo por unidad de tiempo (potencia) es necesario evidentemente conocer el número de fotones dispersados en el ángulo ϕ' . Para esto introducimos el flujo de fotones incidentes $I_0 = n' C$, $n' (\epsilon_0')$, densidad de fotones en el haz incidente. Supongamos que por una superficie que se ve desde el centro dispersor (en el sistema de referencia K') bajo el ángulo sólido $\delta \Omega$ pasan en la unidad de tiempo un total de δN fotones; la relación $\delta \sigma = \delta N / I_0$ se denomina sección eficaz diferencial y caracteriza el proceso de dispersión de los fotones por el electrón. Notemos que la sección eficaz tiene dimensiones de una superficie y ponemos por esto $\delta \sigma = \sigma \delta \Omega$ siendo σ la sección eficaz misma. En consecuencia el número de fotones dispersados en los límites del ángulo sólido $\delta \Omega$ es, en el sistema de referencia asociado con el electrón,

$$\delta N' = \delta \sigma' I_0 = 2 \pi \sin \phi' n' (\epsilon_0') C \sigma' (\phi', \epsilon_0') \delta \phi' \quad (14)$$

puesto que $\delta \Omega = 2 \pi \sin \phi' \delta \phi'$.

La potencia total dispersada por el electrón, en K' se halla multiplicando la energía del fotón dispersado en el ángulo ϕ' en este sistema de referencia por $\delta N'$ dada por la fórmula (14) e integrando por todos los ángulos posibles de dispersión y por todas las energías ϵ_0' .

$$P'_c = \int_0^\pi \int_0^\pi 2 \pi \sin \phi' \epsilon_1 n' (\epsilon_0') C \sigma' (\phi', \epsilon_0') \delta \phi' \delta \epsilon_0'$$

Para calcular la potencia Compton inversa total en el sistema de referencia K es necesario transformar la sección eficaz a este sistema. Esta magnitud se expresa en K por medio de la fórmula de transformación

$$\sigma = \sigma' (1 + \beta \cos \alpha_0) = \sigma' (1 - \beta \cos \theta)$$

de manera que en este sistema se obtiene para la potencia

$$P_c = \int_0^\pi \int_0^\pi \epsilon_1 2 \pi \sin \phi' n (\epsilon_0) C \sigma' (1 - \beta \cos \theta) \delta \phi' \delta \epsilon_0. \quad (15)$$

Reemplazando en (15) la expresión (13) para ϵ_1 obtenemos además

$$P_c = \int_0^\pi \int_0^\pi 2 \pi \gamma^2 \epsilon_0 (1 - \beta \cos \theta) [1 + \beta \cos (\phi' + \theta')] \sin \phi' n (\epsilon_0) \times C \sigma' (1 - \beta \cos \theta) \delta \phi' \delta \epsilon_0.$$

$$P_c = 2 \pi \gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)^2 \int_0^\pi \int_0^\pi \epsilon_0 \sin \phi' n (\epsilon_0) C \sigma' [1 + \beta \cos (\phi' + \theta')] \delta \phi' \delta \epsilon_0. \quad (16)$$

En el caso general la sección eficaz de la interacción Compton en el sistema de referencia K' asociado con el electrón depende del ángulo de dispersión ϕ' y de la energía ϵ_0 de los fotones incidentes; la sección eficaz diferencial de este proceso es calculada en electrodinámica cuántica y viene dada por la siguiente expresión conocida con el nombre de fórmula Klein - Nishina:

$$\delta \sigma = \frac{1}{2} r_0^2 (\nu_0' / \nu_0')^2 [\nu_0' / \nu_0' + \nu_0' / \nu_0' - \sin^2 \phi'] \delta \Omega,$$

ν_0', ν_0' , frecuencias del fotón antes y después de la interacción respectivamente. Para nuestra aproximación $\gamma \epsilon_0 \ll m_0 C^2$ la fórmula de Klein-Nishina se reduce a la sección eficaz de Thomson que depende solamente del ángulo de dispersión

$$\sigma' (\phi') = r_0^2 (1 + \cos^2 \phi') / 2.$$

Introduciendo la sección eficaz de Thomson en (16) se obtiene

$$P_c = \pi \Upsilon^2 r_0^2 I (1 - \beta \cos \theta)^2 \int_0^\pi \sin \phi' (1 + \cos^2 \phi') [1 + \beta \cos (\phi' + \theta')] \delta \phi'. \quad (17)$$

en donde

$$I = \int_0^\infty \epsilon_0 C n(\epsilon_0) \delta \epsilon_0.$$

Por otra parte los ángulos θ' y θ están relacionados entre sí por medio de la fórmula de transformación

$$\operatorname{tg} \theta' = \Upsilon^{-1} (\cos \theta - \beta)^{-1} \operatorname{sen} \theta = -\Upsilon^{-1} (\beta - \cos \theta)^{-1} \operatorname{sen} \theta.$$

por lo tanto para electrones ultrarrelativistas para los cuales Υ es grande podemos poner $\theta' \approx \pi$. En este caso de (17) se obtiene integrando por ϕ'

$$P_c = (8 \pi \Upsilon^2 r_0^2 / 3) (1 - \beta \cos \theta)^2 r_0^2 I$$

puesto que $\beta \approx 1$ podemos escribir

$$P_c = (8 \pi / 3) \Upsilon^2 r_0^2 I (1 - \cos \theta)^2 = (8 \pi / 3) \Upsilon^2 r_0 I (2 \operatorname{sen} \theta / 2)^2.$$

De esta manera la potencia buscada es

$$P_c = (3 \cdot 2\pi / 3) \Upsilon^2 r_0^2 I \operatorname{sen}^4 \theta / 2. \quad (18)$$

Comparando las expresiones (18) y (11) para las radiaciones Compton inversa y sincrotrónica respectivamente obtenemos

$$P_c / P_S = (4\pi I / CH^2) \operatorname{tg}^2 \theta / 2. \quad (19)$$

puesto que en el caso general (11) debe ser escrita en la forma

$$P_S = (2/3) r_0^2 C H_1^2 = (2/3) r_0^2 C H^2 \operatorname{sen}^2 \theta.$$

H_\perp componente del campo magnético perpendicular a la velocidad de la partícula. De (19) concluimos que a medida que el ángulo θ disminuye la pérdida de energía del electrón como resultado del efecto Compton inverso se hace pequeña en comparación con la radiación sincrotrónica. De esta manera, si la distribución de los electrones en la fuente no es isotrópica el efecto Compton inverso no contradice la interpretación cosmológica de los objetos cuasi-estelares.

Hacia el año de 1960 se observó que en ciertas estrellas el brillo integrado experimenta aumentos súbitos, sin periodicidad aparente alguna. Estos aumentos ocurren esencialmente en la región ultravioleta del espectro. Estas estrellas, que han sido llamadas "estrellas ráfagas" (flare stars) fueron observadas por primera vez en las vecindades del Sol aunque después lo han sido en grupos estelares como en las Pleiades, las Hyades, la Nebulosa de Orión, etc. [5]. Es de anotar que las "ráfagas" se observan en estrellas de distinta clase espectral. Entre los mecanismos propuestos para explicar el aumento de brillo súbito de las "estrellas ráfagas" se encuentra el efecto Compton inverso. El incremento de la radiación ultravioleta en base al efecto Compton inverso ha sido estudiado por G. A. Gurzadián [6], [7], [8]. Según Gurzadián, la aparición de electrones relativistas en las zonas exteriores de las atmósferas estelares y su interacción Comptónica inversa con fotones de larga longitud de onda puede ser la causa de los aumentos bruscos del brillo en las estrellas. Esta teoría predice que además del aumento de la radiación en el ultravioleta (ráfaga positiva) debe existir durante el fenómeno una zona del espectro con intensidad nula llamada región crítica con longitud de onda $\lambda = \lambda \text{ crit.}$; además para longitudes de onda $\lambda < \lambda \text{ crit.}$ debe observarse una disminución del brillo de la estrella (ráfaga negativa). La zona $\lambda < \lambda \text{ crit.}$ coincide con la región infrarroja del espectro; de esta manera, uno de los métodos para comprobar la teoría sería efectuar observaciones paralelas y simultáneas en las regiones ultravioleta e infrarroja del espectro durante la ocurrencia de las ráfagas. Sin embargo, es de anotar que las observaciones en el infrarrojo se deben dificultar un tanto debido a que la intensidad teórica de la ráfaga negativa es varias veces inferior a la positiva.

BIBLIOGRAFIA

1. FELTEN, J. E. y MORRISON, PH. 1966. The Astrophysical Journal. 146, 686.
2. TERREL, J. 1964. Science, 145, 918.
3. HOYLE F. BURBIDGE, G. R. y SARGENT, W. L. 1966. Nature, 209, 571.
4. WOLTJER, L. 1966. The Astrophysical Journal. 146, 597.
5. HARO, G. 1968. Stars and Stellar Systems, Vol. VII: Nebulae and Interstellar Matter. Ed. Barbara M. Middlehurst and Lawrence H. Aller. The University of Chicago.
6. GURZADIÁN, G. A. 1965. Astrofísica - 3, 319.
7. GURZADIÁN, G. A. 1966. Astrofísica - 2, 217.
8. GURZADIÁN, G. A. 1966. Boletín de la Academia de la U.R.S.S. 166 Nº 1, 53.