

A esta última se le hace un positivo:

$$D_j^N = A^N - \gamma_1 \gamma_N \log I_j$$

Donde  $\gamma_N$  es el gamma del positivo. Sumando  $D_1$  y  $D_j$  resulta:

$$D_c = B_c - \gamma_1 \gamma_2 \log \frac{I_1}{I_j^{\gamma_N}}$$

Esto significa, si tomamos

$$\gamma_N = 1$$

y además

$$I_1 = I_j + \Delta$$

con

$$\Delta \ll I_1 \cong I_j,$$

tenemos

$$D_c = B_c - \gamma_1 \gamma_2 \log \left( 1 + \frac{\Delta}{I_j} \right)$$

o bien

$$D_c = B_c - \frac{\gamma_1 \gamma_2}{M} \frac{\Delta}{I_j}$$

con un error menor que

$$\frac{\Delta^2}{I_j}$$

pero también en esa aproximación

$$\frac{\Delta}{I_j} = 2 P_{1,j}$$

por lo tanto:

$$D_c = B_c - \frac{2}{M} \gamma_1 \gamma_2 P_{1,j}$$

o sea tenemos en una placa fotográfica una distribución de densidad proporcional a la polarización en la fuente.

Una conclusión que se extrae de esta expresión es que convenientemente elegidos  $\gamma_1$  y  $\gamma_2$ , ambos mayores que 1, la expresión anterior indica que se puede efectuar una verdadera amplificación del efecto buscado; dadas las condiciones que restringen este tipo de observaciones se puede tomar emulsiones de gramo extremadamente fino para el original ( $\gamma_1 \sim 4$ ) y de alto contraste para la copia final ( $\gamma_2 \sim 9$ ) esto significa que el producto  $\gamma_1 \gamma_2 \sim 36$  por lo tanto  $D_c \cong B_c^* - 30 P_{1,j}$ .

Otra conclusión importante que se obtiene es que mientras podamos desestimar las variaciones de sensibilidad que afecten a grandes áreas de la placa y nos remitimos a tratar de observar variaciones en pequeñas zonas de la imagen podemos desestimar a

$$\frac{\delta D_c}{\delta \gamma_1 \gamma_2}$$

pero se puede ver que si la condición  $\gamma_N = 1$  no se cumple esto significa que  $\gamma_N = 1 \pm \delta \gamma_N$

$$D_c^1 = B_c^* - \gamma_1 \gamma_2 \log \frac{I_1}{I_j} + \gamma_1 \gamma_2 \log I_j^{\delta \gamma_N}$$

$$D_c^1 = D_c + \gamma_1 \gamma_2 \delta \gamma_N \log I_j$$

Esto nos indica que en la placa vamos a tener la distribución de la polarización ( $D_c$ ) con coeficiente  $\gamma_1 \gamma_2$  y superpuesto a esto una imagen del Sol proporcional a  $\gamma_1 \gamma_2 \delta \gamma_N$  (imagen correspondiente a la placa que se le hace el positivo), debido a que la cancelación no fue correcta.

Debemos entonces hacer que  $\gamma_N = 1$  se cumpla, para esto podemos utilizar el método de cancelaciones propuesto por WRAY<sup>70</sup> el cual permite, sin trabajar con placas especiales detectar diferencias de densidad de 0,04, cancelando placas con rangos de más de 3.0 en densidad, usando un proceso de dos etapas paralelas, esto significaría en nuestro caso detectar, trabajando con emulsiones especiales y de alto contraste polarizaciones del orden de

$$P_{1,j} \sim 0,005.$$

(Ver también DE VAUCOULERS 43).

de Vaucouleurs, G., 1943, Science et Industries Photographiques, N° 7-8, 2ª Série, Tome XIV.

Stüber, G., Arkiv For Astronomi. Bd. 4, N° 38.

Wray, J., 1970, A. J. 75, N° 3.

## INFORME DE TRABAJO

### Importancia de los procesos Sincrotron-Compton

J. R. ALBANO, J. FRANK Y R. TERLEVICH

*Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires,  
y Observatorio Astronómico, La Plata*

*Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires*

#### Introducción:

El objeto de este trabajo es analizar la producción de radiación X y gamma a través del mecanismo Sincrotron-Compton para diferentes condiciones físicas del medio emisor, el cual puede ser radiogalaxias radiofuentes, espacio interestelar, remanentes de supernova, halos galácticos, etc.

Una de las características principales de una fuente emisora es el espectro energético de sus electrones  $N(E, t)$ , el cual está regido por la ecuación de continuidad

$$\frac{\partial}{\partial t} N(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} (E \cdot N(E, t)) = \sum_i Q_i(E, t) \quad (1)$$

donde  $Q_i$  son las fuentes y sumideros de electrones.

Según los procesos que preponderen en las pérdidas de energía de los electrones, el espectro tendrá características particulares (Kardashev, 1962). Se estudiará a lo largo de este trabajo la característica de la emisión Síncrotron-Compton para los diferentes espectros obtenidos a partir de (1), es decir su intensidad y distribución espectral.

*Descripción del proceso:*

Por interacción entre un electrón y un campo magnético  $H$  se produce un fotón, el cual para las condiciones de  $H$  y  $E$  en las que trabajaremos cae en el rango radio e infrarrojo. La emisividad para esta radiación está dada por (Ginzburg y Syrovatskij, 1969):

$$S(\epsilon) = \frac{\sqrt{3}}{16} \frac{e^3 H}{mc^2 h \epsilon} \int N(E) F\left(\frac{\epsilon}{h\nu_c}\right) \frac{dE}{h} \quad (2)$$

donde

$$\nu_c = \frac{3}{16} \frac{eH}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$$

$h$  = constante de Planck

$$F(\alpha) = \alpha \int_{\alpha}^{\infty} K_{5/3}(x) dx$$

$\epsilon$  = energía del fotón emitido

Este fotón producido luego interactúa en forma Compton con los mismos electrones de la fuente, apareciendo otro fotón cuya energía puede caer desde el infrarrojo hasta X y Gamma. La emisividad de este proceso tiene la expresión: (Blumenthal y Gould, 1970).

$$S_{CS}(\epsilon_x) = \frac{1}{4\pi} \int n(\epsilon) \sigma N(E) d\epsilon dE \delta(\epsilon_x - \langle \epsilon_x \rangle) \quad (3)$$

donde:

$\sigma$  = sección eficaz de Klein-Nishina

$n(\epsilon)$  = densidad de fotones radio

$\langle \epsilon_x \rangle$  = energía media del fotón dispersado

La densidad de fotones de radio se obtiene a partir de (2) y teniendo en cuenta la geometría del problema (dimensiones del objeto, configuración del campo, etc.)

*Resultados obtenidos:*

Como primera aplicación del problema hemos considerado el modelo de halo galáctico, con campo magnético medio  $H$  de  $4 \mu G$  y radio del Halo  $R = 4 \times 10^{22}$  cm.

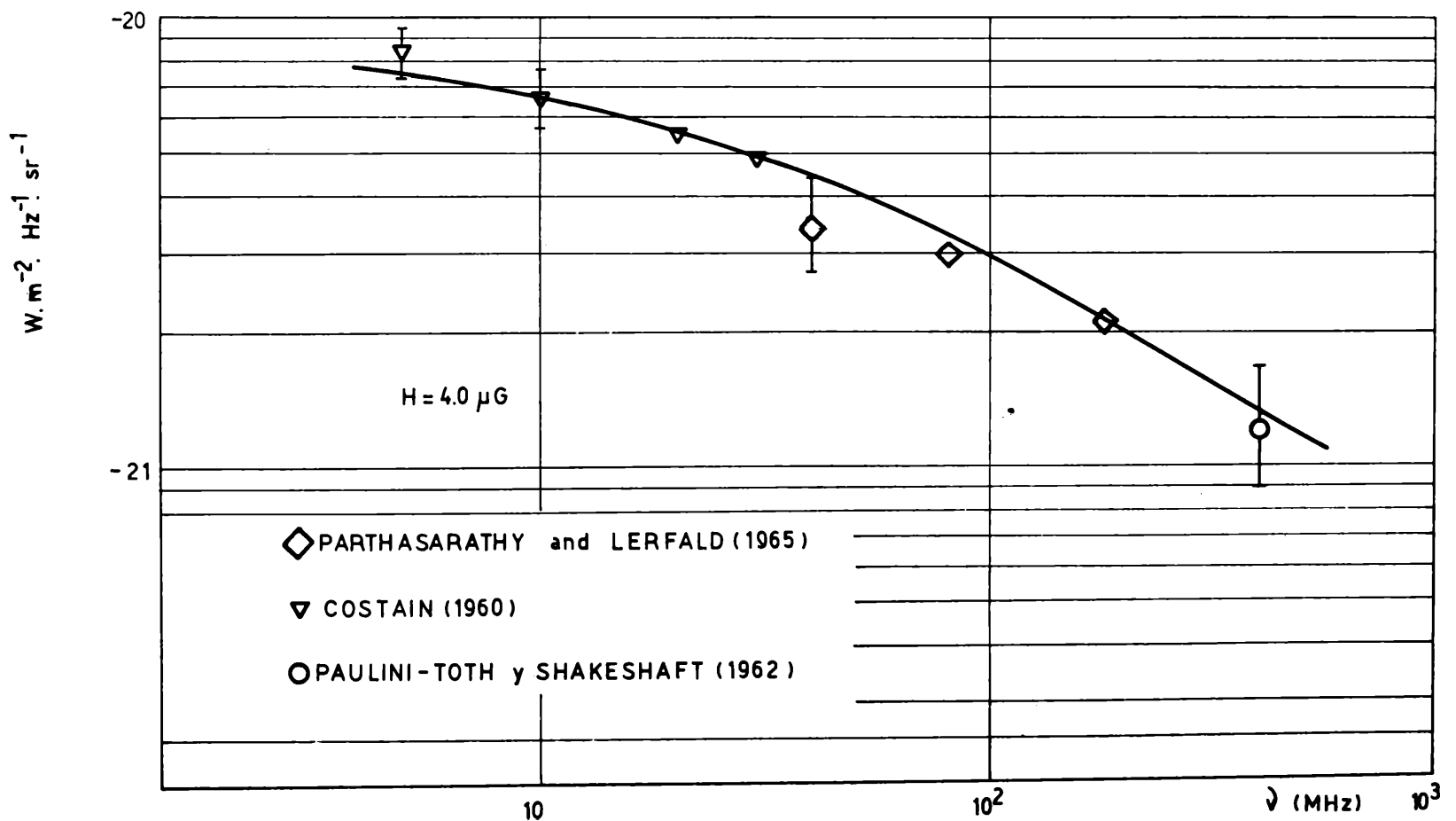


FIGURA 1: Espectro de radio obtenido y algunos valores observacionales. Se observa el buen acuerdo entre la curva teórica y las observaciones.

El espectro electrónico utilizado fue el obtenido por Razin, y cuya expresión es:

$$I(E) = 1.4 \times 10^{10} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^{-2.5} \left( \left( \frac{a}{b} \right) \cdot \left( \frac{E}{mc^2} \right)^{-2} + 1 \right)^{-1} \frac{\text{elect.}}{m^2 \text{ seg. str. BeV}}$$

donde

$$\frac{a}{b} = 3.85 \times 10^6$$

Esta expresión proviene de un promedio sobre una serie de valores observacionales de electrones cósmicos obtenidos con cohetes y satélites.

Con estos elementos hemos calculado el espectro de la emisión en radio, el cual puede observarse en la figura 1, donde se constata el buen acuerdo entre la curva obtenida y los valores observacionales.

Para el cálculo del flujo Compton se utiliza la densidad de fotones obtenida a partir de (2), usando en la fórmula (3) los valores límites de  $\sigma$  según se cumpla o no la desigualdad:

$$E \ll \frac{m^2 c^4}{4 \epsilon}$$

que está delimitando la aproximación de Thomson de la de Klein-Nishina.

El flujo obtenido resultó ser muy débil, varios órdenes de magnitud por debajo del flujo observado en la zona de X y gamma. En la figura 2 se observa la curva obtenida, junto con otras en que se ha variado el valor del campo magnético medio a los efectos de estudiar el comportamiento de la fuente en función de  $H$ . Obsérvese que el espectro se extiende desde el infrarrojo hasta los rayos gamma.

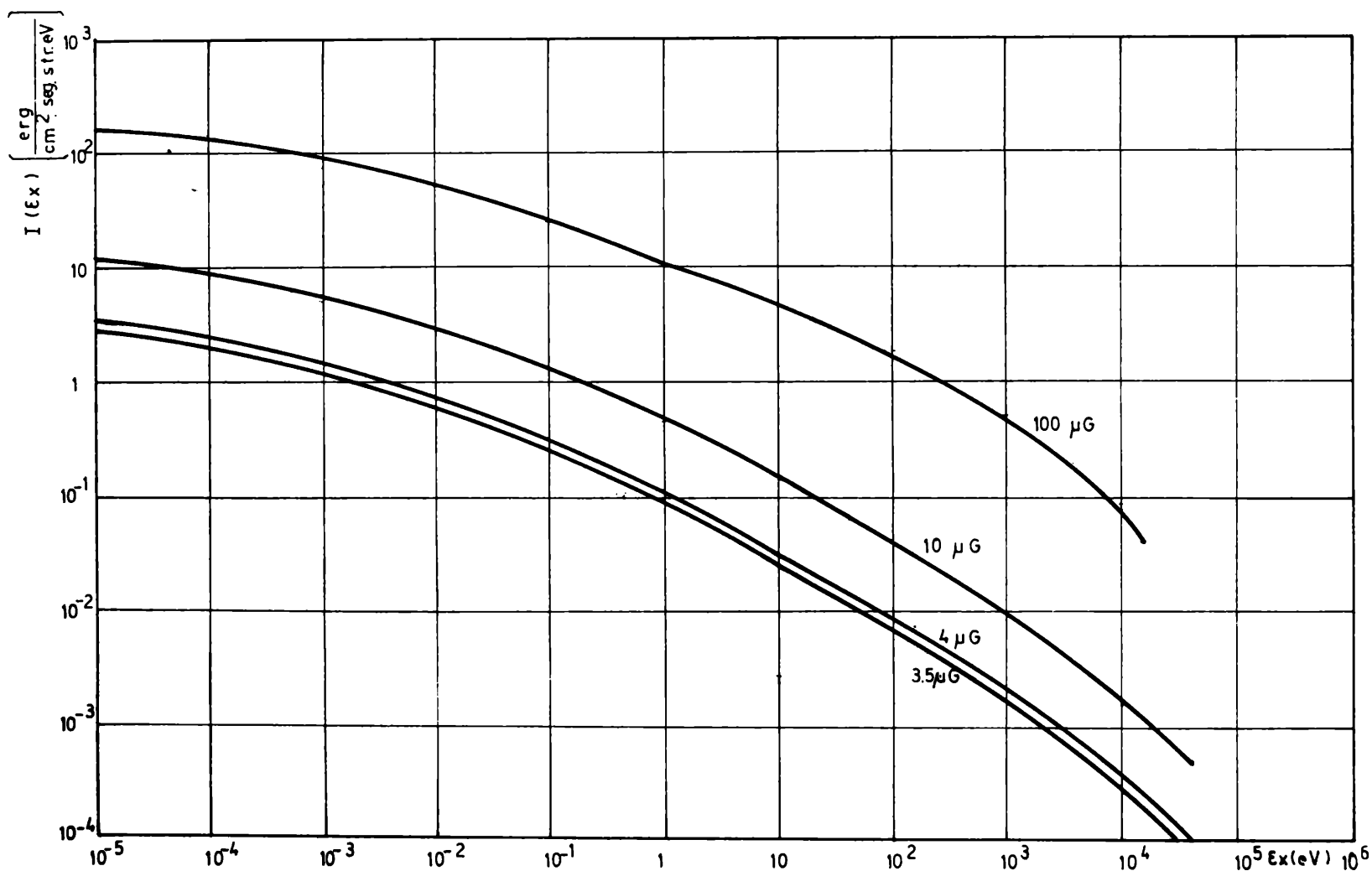


FIGURA 2: Flujo Sincrotron-Compton para diferentes valores de campo magnético medio.

Respecto a la aplicación de este proceso al halo galáctico podemos concluir que el mismo no es importante en la producción de radiación galáctica, cosa que era predecible ya que la densidad de energía de la radiación  $3^{\circ}$  K es mucho mayor que la obtenida en este modelo.

Los pasos posteriores de este trabajo serán la aplicación de este proceso a otros modelos de fuentes con el

objeto de determinar en qué casos juega un papel importante en cuanto a la producción de radiación.

Blumenthal, G. R. and Gould, R. J.: *Reviews of Modern Physics*, Vol. 42, N° 42, 1970.

Ginzburg, V. L. and Syrovatskij, S. I.: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 7, 375, 1969.

Kardashev, N.: *Soviet Astronomy*, 6, 317, 1962.

Razin, V. A.: *Soviet Astronomy*, 14, N° 1, 1970.