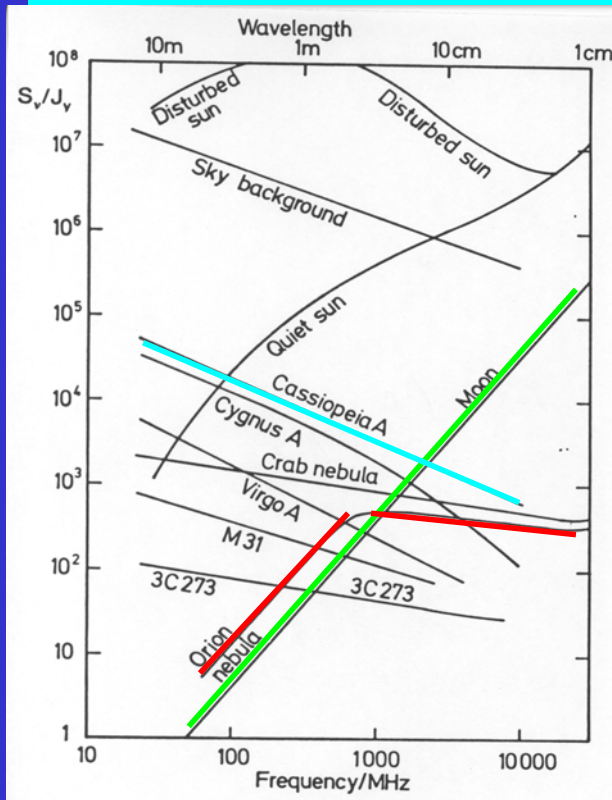


ESPECTROS DE RADIOFUENTES



• Índice espectral:

$$S_\nu \propto \nu^\alpha \rightarrow \alpha$$

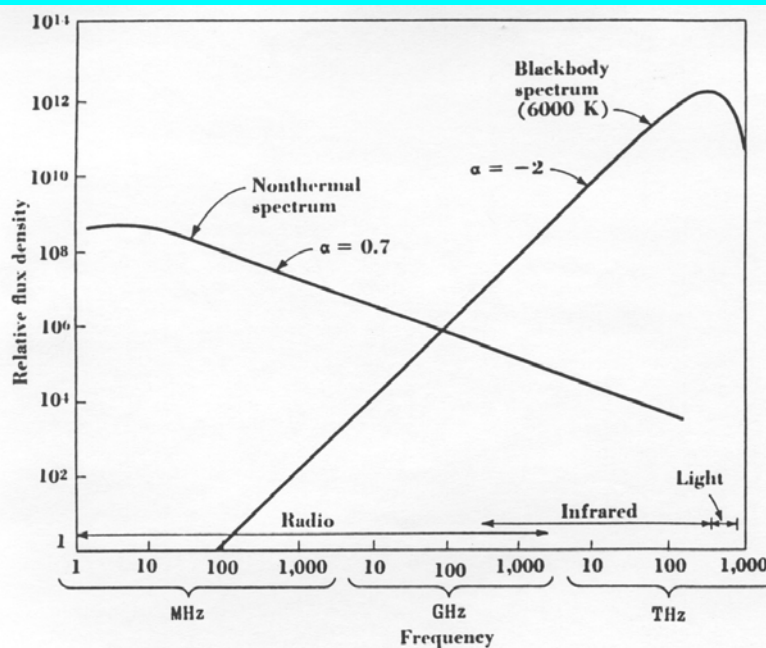
$$S_\nu \propto \lambda^\alpha \rightarrow \alpha$$

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha} \rightarrow \alpha$$

Jaime Zamorano -- Universidad Complutense de Madrid -- Curso 2001-2002

1

ESPECTROS DE RADIOFUENTES



$$S_\nu \propto \lambda^\alpha$$

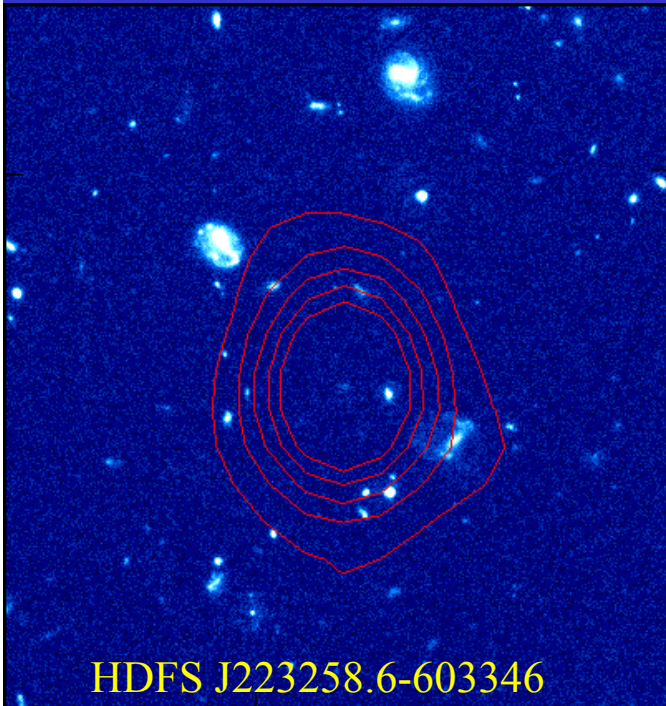
$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$$

BB	$\alpha = -2$	más intensos en el óptico
no térmicas	$\alpha > 0$	más intensos en radio
nebulosas	$\alpha = -2$	como los cuerpos negros
	$\alpha \simeq 0$	luego se aplanan hacia el óptico

2

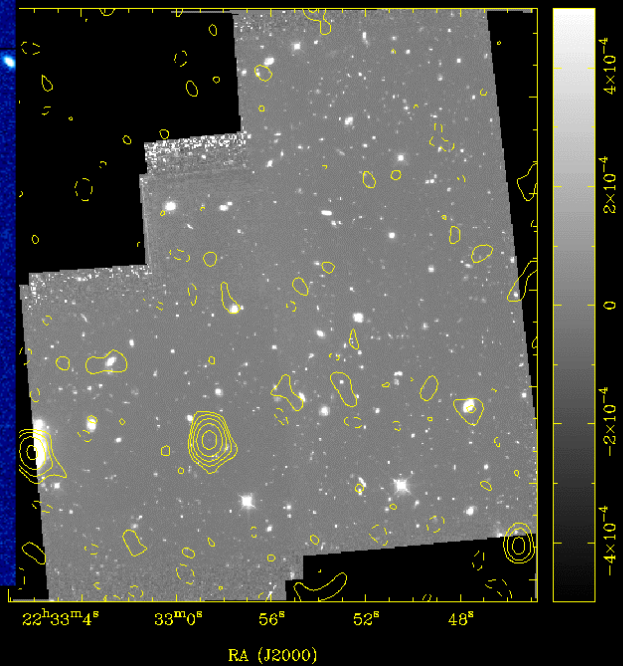
CONTRAPARTIDAS

HDF-S Radio vs optical



HDFS J223258.6-603346

1.4 GHz contour levels
60, 160, 260, 360, 460 microJy



Australia Telescope Compact Array

3

EMISIÓN DE CONTINUO

- Contribuyentes:
 - Radiación de cuerpo negro
 - Emisión térmica del gas ionizado.
 - Emisión térmica del polvo.
 - Radiación sincrotrón.

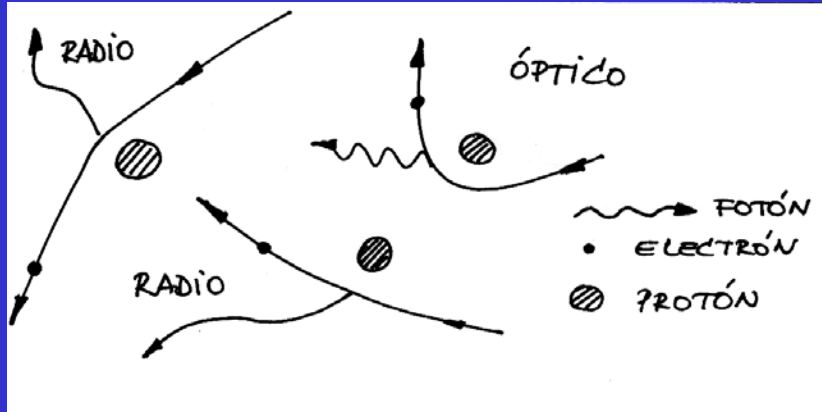
Rohlfs capítulo 8

Kraus 8.28 y siguientes

EMISIÓN TÉRMICA

- La emisión térmica del gas ionizado:

- Procede de los electrones libres sin niveles definidos de energía (continuo).



Radiación de frenado o bremsstrahlung:

El electrón es acelerado en la vecindad de un protón y se produce un desvío o cambio de su trayectoria.

- Interacción libre-libre (ff) porque el electrón no es atrapado.
- Sería libre-ligado (fb) si v del electrón o p son suficientemente pequeños.

5

EMISIÓN TÉRMICA

Cálculo de la radiación de una nube de gas ionizado

- Método:

- Suma de la radiación de todos los iones.
- Contribución pesada de la emisión para cada ν y p .
- La energía total radiada por la carga e que se mueve en el campo de la carga Ze :

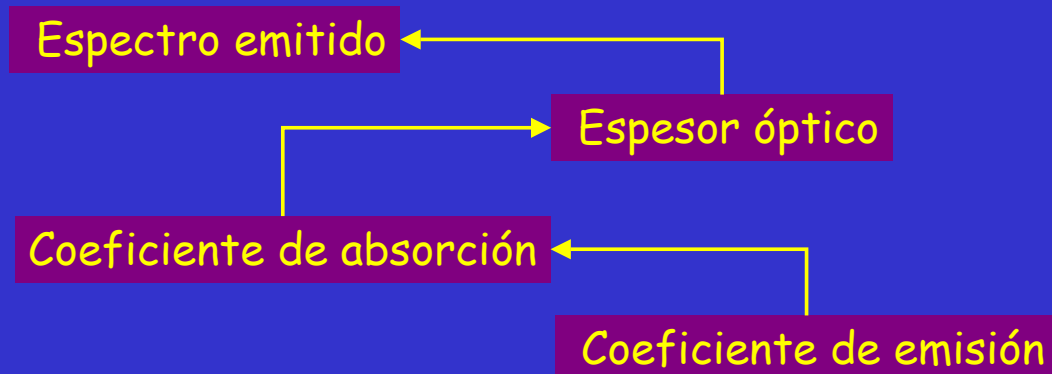
$$W = \frac{\pi}{4} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2 p^3} \frac{1}{\nu}$$

▷ Colisiones de baja energía (trayectoria rectilínea)
 Por ejemplo $\nu = 1\text{GHz} \rightarrow h\nu \simeq 4 \times 10^{-6} \text{ eV}$.
 $T = 10^4 \text{ K} \Leftrightarrow m v^2/2 \simeq 1 \text{ eV} \Rightarrow \Delta E/E = h\nu/E \simeq 10^{-5}$.

6

EMISIÓN TÉRMICA

Cálculo de la radiación de una nube de gas ionizado



Se asume una distribución maxwelliana de velocidades para los electrones del plasma y por eso se llama emisión térmica del gas ionizado.

7

EMISIÓN TÉRMICA

Coeficiente de emisión térmica del gas ionizado

$$\epsilon_{\nu} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3} \frac{N_i N_e}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \ln \frac{p_2}{p_1}$$

p_1 y p_2 : límites de integración del parámetro de colisión.

$$\frac{p_{max}}{p_{min}} = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{2kT}{\gamma m} \right)^{3/2} \frac{m}{\pi \gamma Z e^2 \nu}$$

▷ $\gamma = e^C = 1.781$ y $C = 0.557$ la constante de Euler válida para $T > 20 K$ y $\nu_{max} > 30 GHz$.

8

EMISIÓN TÉRMICA

Coeficiente de absorción

El coeficiente de absorción se calcula a partir de la emisión usando la Ley de Kirkhoff (válida en LTE)

$$k_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{b_\nu(T)}$$

Los fotones radio tienen muy poca energía comparada con la E_c del gas y pueden atravesar el plasma.

$$(kT)/h > \nu > \nu_p = 8.97 \times 10^3 N_e^{1/2} (s^{-1})$$

$$10^6 K \rightarrow (kT)/h = 1.38 \times 10^{-16} \times 10^6 / 6.63 \times 10^{-27} = 2 \times 10^{16}$$

$$\begin{aligned} &> \nu \text{ típica } 400 \text{ MHz} = 400 \times 10^6 s^{-1} = 4 \times 10^8 s^{-1} \\ &> \nu_p \text{ siempre que } N_e < 2 \times 10^9 cm^{-3} \end{aligned}$$

9

EMISIÓN TÉRMICA

Coeficiente de absorción

$$h\nu \ll kT$$

Rayleigh-Jeans

$$(I_\nu^{RJ}(T) = (2 \nu^2 / c^2) k T)$$

$$k_\nu = \frac{2}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{Z^2 e^6}{3 c} \frac{N_i N_e}{\nu^2} \sqrt{\frac{1}{2\pi (mkT)^3}} \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Si el plasma es globalmente neutro y la composición química

$$N_H : N_{He} : N_{metales} \simeq 10 : 1 : 0.001 \Rightarrow N_i \simeq N_e$$

10

EMISIÓN TÉRMICA

Espesor óptico

$$\tau_\nu = - \int_o^s k_\nu ds$$

Si T_e es cte a lo largo de la línea de observación en la nebulosa podemos separar en la expresión del espesor óptico la medida de emisión.

$$\frac{EM}{pc \text{ cm}^{-6}} = \int_o^{s/pc} \left(\frac{N_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^2 d \left(\frac{s}{pc} \right)$$

$$\tau_\nu = 3.014 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{K} \right)^{-3/2} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-2} \left(\frac{EM}{pc \text{ cm}^{-6}} \right) \langle g_{ff} \rangle$$

$\langle g_{ff} \rangle$ factor de Gaunt para transiciones libre-libre.

▷ $\langle g_{ff} \rangle \propto T^{0.15} \nu^{-0.1}$

▷ $\langle g_{ff} \rangle = 1$ para $\nu/MHz \gg (T_e/K)^{3/2}$

11

EMISIÓN TÉRMICA

Espesor óptico

$$\tau_\nu = 8.235 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{K} \right)^{-1.35} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-2.1} \left(\frac{EM}{pc \text{ cm}^{-6}} \right) a(\nu, T)$$

▷ $a(\nu, T)$ factor de corrección muy próximo a la unidad.

▷ ν_o : frecuencia a la que el espesor vale la unidad

$$\frac{\nu_o}{GHz} = 0.3045 \left(\frac{T_e}{K} \right)^{-0.643} \left(\frac{a(\nu, T) EM}{pc \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.476}$$

12

EMISIÓN TÉRMICA

Espectro emitido

Se obtiene resolviendo la ecuación de transporte con este espesor óptico.

Recordando que

$$EM = \int_0^l N_e^2 ds$$

Para N_e cte a lo largo del camino \rightarrow

$$\tau_\nu \propto \nu^{-2} N_e^2 l$$

El espectro:

temperatura de brillo

y

densidad de flujo:

$$T_b = T_e (1 - e^{-\tau})$$

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} T_b \Omega_s$$

13

EMISIÓN TÉRMICA

Espectro emitido

$$T_b = T_e (1 - e^{-\tau})$$

$$\tau_\nu \propto \nu^{-2} N_e^2 l$$

▷ $\tau_\nu \ll 1$ **Nebulosa ópticamente delgada**

$$T_b = T_e \tau \quad ; \quad S = \frac{2k}{\lambda^2} T_b \Omega_s \propto \frac{T_e \tau}{\lambda^2} \propto \frac{\lambda^2}{\lambda^2} \propto \nu^0$$

▷ $\tau_\nu \gg 1$ **Nebulosa ópticamente espesa**

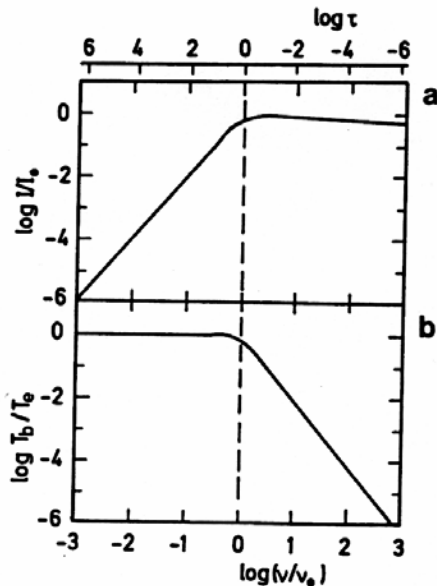
$$T_b = T_e (1 - e^{-\tau}) = T_e = cte$$

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} T_b \Omega_s \propto \frac{1}{\lambda^2} \propto \nu^2$$

14

EMISIÓN TÉRMICA

Radiación térmica de una nube de gas ionizado.
Intensidad y temperatura de brillo.



Ópticamente espesa a
frecuencias bajas con
índice espectral $\alpha = -2$
típico de radiación térmica (BB).

Ópticamente delgada a
frecuencias altas con
índice espectral $\alpha = 0$ (espectro plano).

15

EMISIÓN TÉRMICA

El límite entre ambos regímenes se encuentra en ν_0

Región HII

$$N_e = N_p = 10^2 \text{ cm}^{-3} \quad d = 10 \text{ pc}$$

$$\rightarrow \tau_\nu = 1 \text{ @ } \nu_0 = 200 \text{ MHz}$$

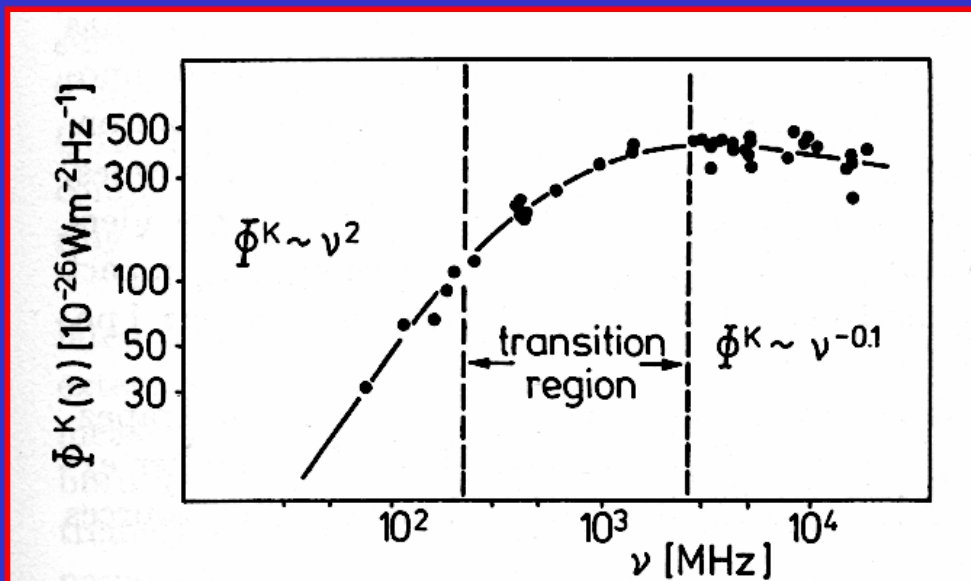
Nebulosa planetaria

$$N_e = 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3} \quad d = 0.1 \text{ pc}$$

$$\rightarrow \tau_\nu = 1 \text{ @ } \nu_0 = 600 \text{ MHz}$$

16

EMISIÓN TÉRMICA



Espectro de la nebulosa de Orión en radiofrecuencias.

17

RADIACIÓN SINCROTRÓN

- Es el mecanismo responsable de la emisión en la mayoría de las radiofuentes no térmicas.
- También ahora son los electrones acelerados los que emiten.
 - En este caso los campos magnéticos son los responsables de la aceleración.



- En los laboratorios terrestres (sincrotrones) los campos magnéticos son muy altos y la radiación se observa en el óptico.
- En el MI los campos magnéticos son muy débiles y la emisión es en radio frecuencias.

Kraus 8.28 y siguientes

18

RADIACIÓN SINCROTRÓN

Partícula cargada moviéndose
en un campo magnético
perpendicular a su mvto.
describe una circunferencia

Aprox. Clásica

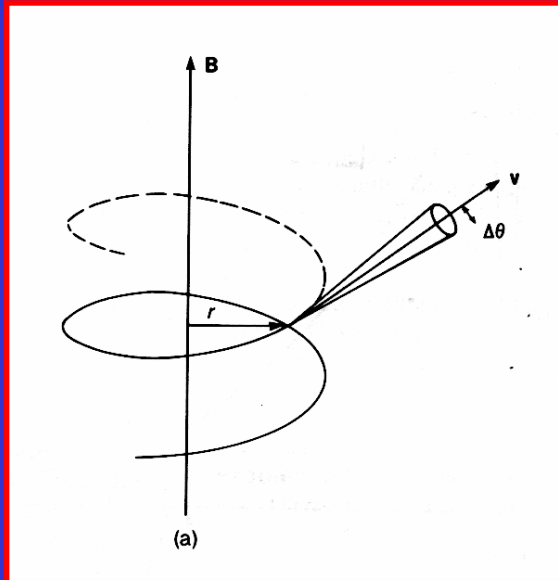
Radio de giro.

$$R = \frac{m v}{e B} \text{ (m)}$$

Frecuencia de giro o ciclotrón.

$$\nu = \frac{v}{2\pi R} = \frac{1}{2\pi} \frac{e}{m} B \text{ (Hz)}$$

m	masa	kg
e	carga	C
v	velocidad	m/s
B	dens flujo magnético	$Wb m^{-2}$



19

RADIACIÓN SINCROTRÓN

La radiación o absorción de fotones por la partícula
se realiza a la frecuencia de giro.

▷ electrón en la ionosfera terrestre
 $e = 1.6 \times 10^{-19} C$; $m = 9.1 \times 10^{-31} kg$
 $B = 5 \times 10^{-5} Wb m^{-2} \rightarrow \nu = 1.4 Mhz.$

▷ MI (campos magnéticos mucho más débiles)
 $B = 10^{-9} - 10^{-10} Wb m^{-2} \rightarrow \nu \simeq 140 - 14 Hz.$

Partículas
relativistas

$$\epsilon = \frac{m_o c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = m c^2 \text{ (J)}$$

$$\epsilon_V = 6 \times 10^{18} \frac{m_o c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \text{ (eV)}$$

20

RADIACIÓN SINCROTRÓN

$$\epsilon = \frac{m_o c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = m c^2 \text{ (J)}$$

$$\epsilon_V = 6 \times 10^{18} \frac{m_o c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \text{ (eV)}$$

Partículas relativistas

La radiación se concentra en un cono centrado en la dirección de la velocidad, con ángulo de abertura,

$$\theta = 2 \sqrt{1 - (v/c)^2} = 1.2 \times 10^{19} \frac{m_o c^2}{\epsilon_V} \text{ (rad)}$$

Para un electrón con $\epsilon_V = 10^9 \text{ eV}$ ($v = (1-10^{-6}) c$)

→ $\theta = 10^{-3} \text{ rad}$ ó 3.4 minutos de arco.

21

RADIACIÓN SINCROTRÓN

Un observador en el plano de la órbita recibe la emisión en pulsos (como un faro) de longitud,

$$\Delta t \simeq \frac{R \theta}{c} \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right] \text{ (s)}$$

$$v \simeq c \rightarrow \nu = \frac{v}{2\pi R} \simeq \frac{c}{2\pi R} \Rightarrow R \simeq \frac{c}{2\pi \nu}$$

y la frecuencia

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{e}{m_o} B \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2}$$

$$(v \rightarrow c \Rightarrow \nu \rightarrow 0 ; R \rightarrow \infty)$$

$$\Delta t = \frac{2 m_o}{e B} \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]$$

22

RADIACIÓN SINCROTRÓN

Espectro emitido

Partículas relativistas

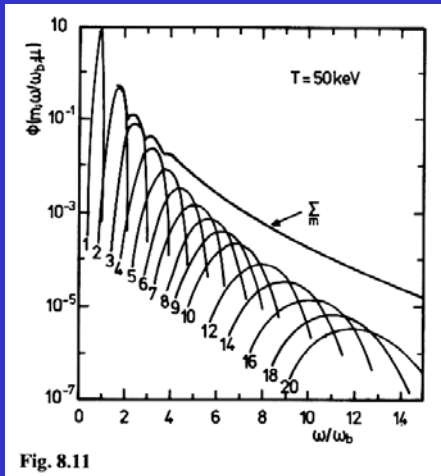
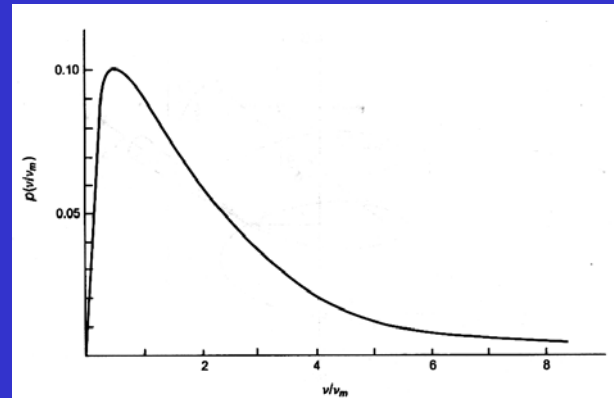


Fig. 8.11

La radiación se emite en un continuo al solaparse los armónicos que apareciendo al aumentar la velocidad.



La radiación máxima ocurre a frecuencia

$$\nu_{max} = \frac{1}{2\pi \Delta t} = \frac{1}{4\pi} \frac{e B}{m_o} \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (Hz)$$

23

RADIACIÓN SINCROTRÓN

Espectro emitido

▷ energía en eV ó GeV , y B en gauss ($10^{-4} Wb m^{-2}$)

$$\nu_{max} = 0.06 B \epsilon_V^2 = 6 \times 10^6 B_g \epsilon_{GV}^2 \quad (Hz)$$

▷ MI ($B = 10^{-5} gauss$) → electrón con energía de $1 GeV$
→ máximo de radiación sincrotrón en $\nu_{max} = 60 MHz$.

Para calcular el espectro de la radiación de un conjunto de electrones hay que considerar el espectro correspondiente a cada E y sumar para todos los electrones de acuerdo a su E .

24

RADIACIÓN SINCROTRÓN

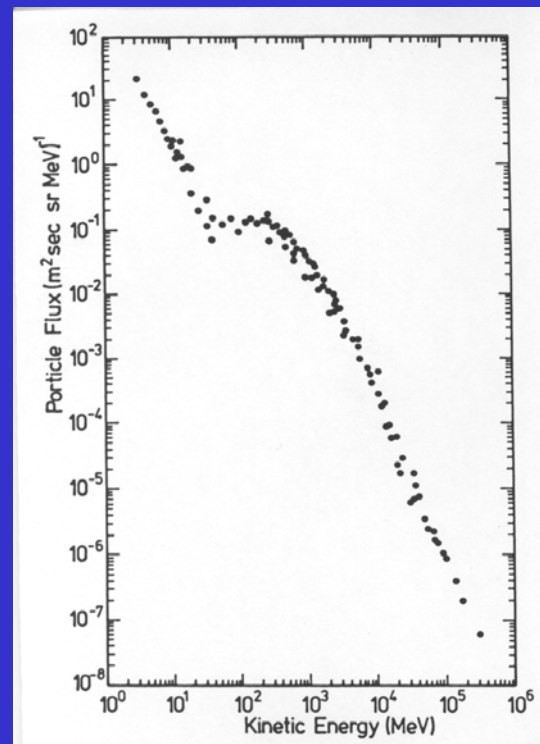
Espectro emitido

¿Cuál es la distribución de energía de los electrones del MI?

Supongamos que similar a la de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra.

$$N(\epsilon) \simeq k \epsilon^{-\alpha}$$

$N(\epsilon)$: número de electrones por intervalo de energía,
 $\alpha \simeq 2.4$ índice del espectro.



25

RADIACIÓN SINCROTRÓN

Espectro emitido

La potencia radiada por ese conjunto de electrones,

$$W = K \int_0^\epsilon W(\epsilon) N(\epsilon) d\epsilon \quad (W)$$

Suponemos que cada electrón emite toda su radiación en la ν_{max} .

$$\nu_{max} (\propto B \epsilon^2)$$

y como la potencia emitida por un electrón

$$W(\epsilon) \propto \epsilon^2$$

$$W = K \int_0^\epsilon \epsilon^2 \epsilon^{-\alpha} d\epsilon = K' \epsilon^{3-\alpha}$$

$$\frac{dW}{d\nu} \propto \nu^{(1-\alpha)/2} \propto \lambda^{(\alpha-1)/2}$$

26

RADIACIÓN SINCROTRÓN

Espectro emitido

La densidad de flujo:

$$S_\nu \propto \lambda^{(\alpha-1)/2} B^{(\alpha+1)/2} \quad ; \quad S_\nu \propto \lambda^{(\alpha-1)/2}$$

$$\alpha = 2.4 \rightarrow S_\nu \propto \lambda^{0.7}$$

La emisión sincrotrón tiene índice espectral 0.7
Además es radiación polarizada.