

Introducción a la Radioastronomía

L. F. Rodríguez & Y. Gómez; modificado por S. Kurtz

Centro de Radio-Astronomía y Astrofísica, UNAM, Campus Morelia

Indice

1. Introducción Histórica.
2. Transparencia de la Atmósfera.
3. Definiciones Básicas y Radiación de Cuerpo Negro.
4. Como se mide intensidad con un radiotelescopio
5. Radiotelescopios
6. Procesos de Emisión de radiación.



Figure 1. Refracción de la luz óptica producida al pasar por un prisma

1. INTRODUCCION HISTORICA

En 1666 Isaac Newton observó como la luz blanca al pasar a través de un prisma de vidrio formaba un arcoiris. Newton demostró así que la luz blanca es una mezcla de distintos tipos de luz que salen del prisma cada uno con un ángulo ligeramente diferente (interpretado por nuestra vista como un color distinto). A mayor longitud de onda menor es su desviación (refracción). De esta manera la luz roja (mayor longitud de onda) ocupa el lugar de menor refracción, mientras que el violeta (menor longitud de onda) ocupa el lugar de mayor refracción (ver Figura 1).

Hacia 1800 William Herschel, al observar el calentamiento que el espectro del sol producía en un termómetro, se dió cuenta de que la luz solar no sólo constaba de un espectro visible sino que incluye longitudes de onda más largas descubriendo así la llamada radiación infrarroja.

En 1801 Wilhelm Ritter, inspirado por el resultado de Herschel, comenzó a investigar la región más allá del extremo violeta. Ritter observó como el ennegrecimiento del cloruro de plata era más rápido cuando lo exponía a la luz invisible proveniente de la región más allá del extremo violeta del espectro. Actualmente a esta región se le conoce como ultravioleta.

La radiación electromagnética es nuestra principal fuente de información en el estudio de los objetos astronómicos. Aún cuando nuestra experiencia cotidiana está restringida a la parte visible del espectro electromagnético, éste se extiende tanto hacia mayores como menores longitudes de onda. La frecuencia de la radiación está relacionada con su longitud de onda por la fórmula:

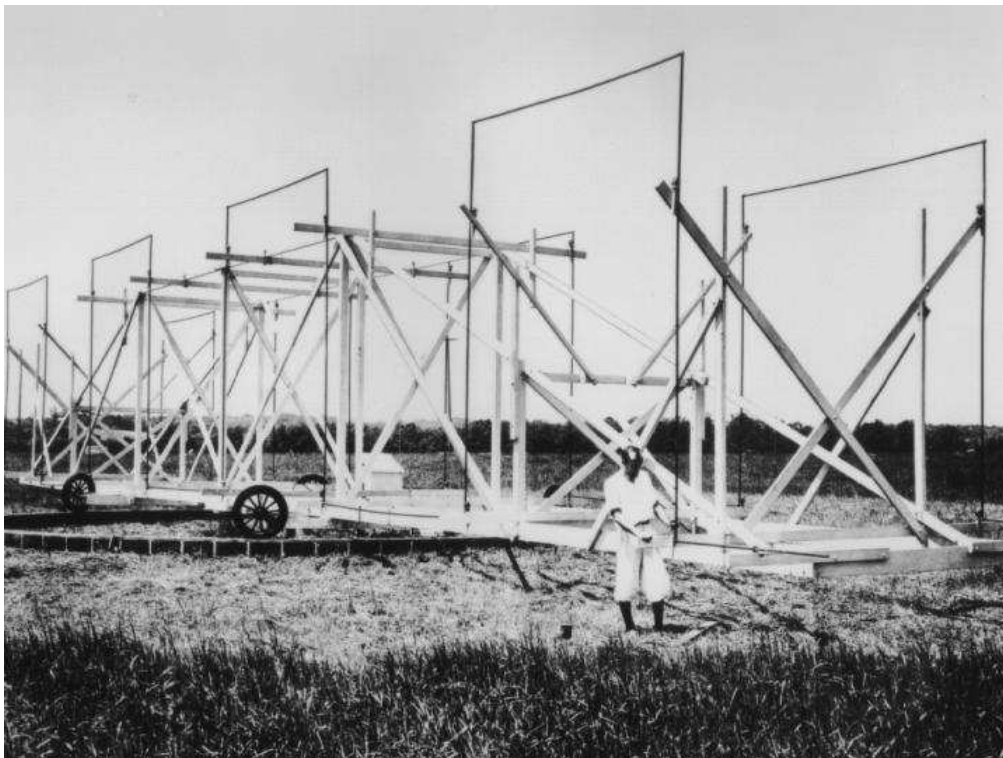


Figure 2. Karl Jansky con la primera antena que detectó señales de radio de nuestra galaxia

$$\lambda\nu = c ,$$

donde: λ es la longitud de onda (cm), ν es la frecuencia (Hz=ciclos por segundo) y c es la velocidad de la luz (3×10^{10} cm s⁻¹).

La energía de cada fotón es $E=h\nu$; donde h = constante de Planck = 6.63×10^{-27} erg s.

Así, mientras más alta es la ν (o sea más pequeña la λ), más energética es la radiación.

Continuando con la historia, en 1865 Maxwell descubre el fenómeno de la radiación electromagnética y encontró que ésta viaja a la velocidad de la luz (en el vacío). En 1888, Hertz demostró experimentalmente la existencia de las ondas de radio. Dejaron de ser necesarios los cables en el sistema de comunicaciones. Bastaba con tener un aparato transmisor y otro receptor para poder comunicarse a grandes distancias.

Los científicos de aquella época esperaban poder recibir alguna señal de radio de los cuerpos celestes, principalmente del sol; sin embargo, todos los intentos resultaron fallidos. No fué sino hasta 1931, en que el físico estadounidense Karl Guthe Jansky descubrió accidentalmente emisión de radio proveniente de una región celeste (ver Figura 2). Jansky se encontraba estudiando el origen de las fuentes de ruido atmosférico que entorpecían la comunicación trasatlántica,

Table 1. Los objetos más brillantes en radio^a

Objeto	Densidad de Flujo ^b (Jy)
Limite de Jansky	10^6
Centro Galáctico	2×10^7
Sol activo	10^7
Sol quieto	10^3
Júpiter ^c	10^6
Cygnus A	3×10^4
Cas A	6×10^4

^a Solo aquellos objetos con densidad de flujo por arriba de 10^6 Jy pudieron ser detectados por Jansky.

^b a $\nu=20.5$ MHz.

^c Pudo haberlo detectado.

para los laboratorios de teléfonos Bell, en New Jersey. Jansky observó radiación que variaba su posición relativa al sol, 4 minutos cada día, al principio no podía entender el origen de esta fuente de ruido. La posición que encontró era $\alpha=18^h \pm 0.5^h$ y $\delta=-10^\circ \pm 30^\circ$. Jansky atribuyó esta radiación a emisión interestelar proveniente del centro galáctico. La identificó correctamente, sin embargo, no supo explicar cuál era el mecanismo que la producía.

Actualmente en radioastronomía la unidad de flujo de radio que se utiliza es conocida como el Jansky (Jy) en honor de Karl Jansky.

$$1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

también se usa el milijansky

$$1 \text{ mJy} = 10^{-3} \text{ Jy} .$$

Jansky estaba operando a $\nu=20.5$ MHz, o sea $\lambda=14.6$ m. Su limite de sensibilidad era de 10^6 Jy. En la actualidad hay radiotelescopios con sensibilidad de 10^{-6} Jy, 10^{12} veces mejor que el radiotelescopio de Jansky. En la Tabla 1 presentamos la densidad de flujo a $\nu=20.5$ MHz de los objetos más brillantes en radio.

Jansky publicó sus resultados en 1932 y 1933; sin embargo fueron de poco interés para los astrónomos de aquella época.

En 1937 Grote Reber, radioaficionado interesado en los resultados de Jansky, construye una antena de 9 m de diámetro en el patio trasero de su casa (ver Figura 3), con la que mapeó la emisión de radio de nuestra Galaxia (ver Figura 4).

Reber en un principio creía que la emisión detectada por Jansky era de cuerpo negro y que por lo tanto debería de obedecer la relación (ver §3):

$$S_\nu \propto \nu^2 ,$$

donde S_ν es el flujo de la radiación.

Reber construyó receptores a 3,300 y 900 MHz, pero no detectó nada. Finalmente tuvo éxito a 160 MHz. A esta frecuencia la radiación era mucho más débil que la detectada por Jansky a 20.5 MHz. Actualmente, se sabe que la dependencia es,

$$S_\nu \propto \nu^{-0.7} ,$$



Figure 3. Antena de 9 m diseñada y usada por Grote Reber

característica de la radiación sincrotrónica.

El diseño de antena parabólica de Reber se convirtió en clásico y es usado en la mayoría de los radiotelescopios del mundo y en los equipos de telecomunicación.

Entre las contribuciones más importantes de esta rama a la astronomía están las siguientes:

1932 JANSKY descubre emisión de radio proveniente del Centro Galáctico (P.I.R.E. **21**, 1387 (1933)).

1942 HEY descubre emisión no térmica del sol (Nature **157**, 47 (1946)).

1944 VAN DE HULST predice la detectabilidad de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro.

1946 HEY, PARSONS, y PHILLIPS descubren la primera fuente de radio discreta (Cygnus A) (Nature **158**, 234 (1946)).

1951 EWEN y PURCELL detectan la línea de 21 cm del hidrógeno neutro (H I) (Nature **168**, 356 (1951)).

1958 OORT, KERR, WESTERHOUT presentan un mapa de la distribución galáctica del H I (MNRAS **118**, 379 (1958)).

1963 GREENSTEIN y MATTHEWS, descubrimiento de los cuasares (Nature **197**, 1041 (1963)).

1965 PENZIAS y WILSON descubren la radiación fósil de 3°K (ApJ **142**, 419).

1965 WEAVER *et al.* primera detección de emisión molecular (OH) (Nature **208**, 29 (1965)).

1968 HEWISH, BELL, PILKINGTON, SCOTT, COLLINS descubren los pulsares (Nature **217**, 709 (1968)).

1975 HULSE y TAYLOR detección del primer pulsar binario (ApJ, **195**, L51).

1992 SMOOT, G.F. *et al.* descubrimiento de estructura en la radiación de fondo (ApJ, **396**, L1).

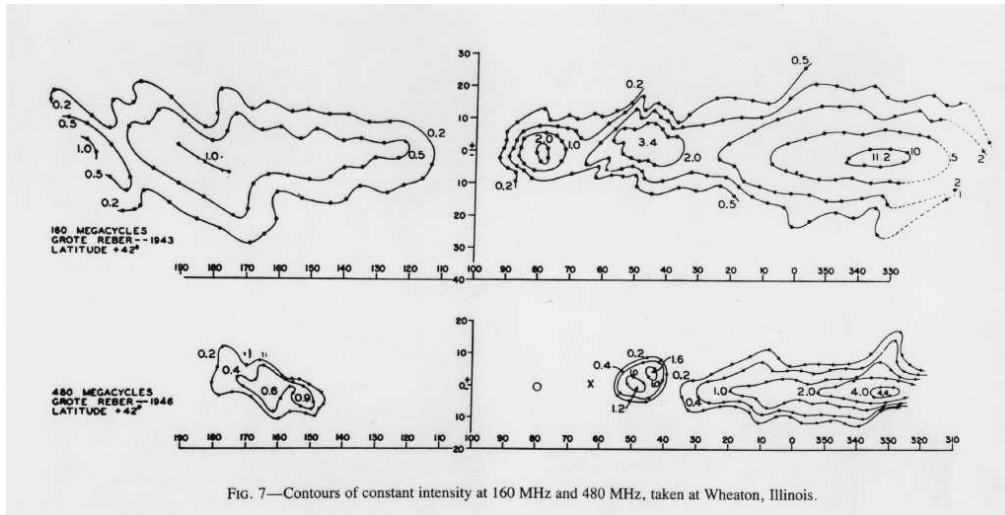


FIG. 7.—Contours of constant intensity at 160 MHz and 480 MHz, taken at Wheaton, Illinois.

Figure 4. Primeras imágenes de radio de nuestra galaxia hechas por Reber.

La radioastronomía también ha contribuido a enriquecer nuestro conocimiento de los objetos previamente estudiados a otras frecuencias como las regiones H II, las supernovas, ciertos tipos de estrellas, y las galaxias normales. También, la radioastronomía ha podido estudiar regiones y objetos que están muy oscurecidos por polvo interestelar, puesto que la sección recta del polvo a las frecuencias de radio es practicamente despreciable.

2. TRANSPARENCIA DE LA ATMOSFERA

El espectro electromagnético está dividido en seis regiones: radio, infrarrojo, visible, ultravioleta, rayos-X y rayos- γ (ver Figura 5). La astronomía observacional se ha desarrollado tremendamente en los últimos 50 años, y hoy se hace investigación en **todas** las regiones del espectro.

Solo las regiones visible y de radio, así como partes de la infrarroja son observables desde la superficie de la Tierra puesto que la atmósfera absorbe a las otras radiaciones. Las otras astronomías se tienen que hacer desde globos o satélites.

En la Figura 6 se muestran las principales bandas de absorción molecular en la atmósfera. En la figura 7 mostramos una gráfica de la longitud de onda como función de la opacidad para todo el espectro electromagnético. Las zonas sombreadas corresponden a la radiación que es absorbida por la atmósfera y no llega a la superficie de la Tierra como es el caso de los rayos X, rayos γ , ultravioleta y parte de la radiación infrarroja.

La radioastronomía se hace en la ventana espectral definida por,

$$2 \text{ MHz} \leq \nu \leq 300 \text{ GHz}$$

$$150 \text{ m} \geq \lambda \geq 1 \text{ mm}$$

BANDA	RADIO	IR	VISIBLE	UV	RAYOS X	RAYOS γ
SE OBSERVA DESDE	TIERRA	ESPACIO	TIERRA	ESPACIO		
OPACIDAD POLVO	BAJA	MEDIA	ALTA	MEDIA	BAJA	

Figure 5. Espectro electromagnético

(1 MHz = 10^6 Hz; 1 GHz = 10^9 Hz).

Esta ventana está limitada a bajas frecuencias por reflexión de la ionósfera y a altas frecuencias por la absorción molecular (H_2O y O_2) causada por la troposfera (Parte baja de la atmósfera entre 0 y ~ 10 km de altura).

Ionosfera: Región de gas ionizado a una altura de ≥ 80 km creada por la radiación UV y de rayos-X del Sol. Las capas de la ionosfera se comportan como un plasma y su índice de refracción n , está dado por:

$$n^2 = 1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2}$$

donde ν_p es la frecuencia natural del plasma en la ionosfera y esta dado por:

$$\nu_p = \left[\frac{n_e e^2}{\pi m} \right]^{1/2}$$

donde n_e es la densidad electrónica del plasma en unidades de cm^{-3} , e es la carga del electrón (4.8×10^{-10} ESU), y m es la masa del electrón (9.1×10^{-28} g).

La frecuencia del plasma en la ionosfera es $\nu_p < 12$ MHz ; $\lambda > 25$ m. Esto significa que toda la radiación con $\nu < \nu_p$ es reflejada por la ionosfera. Ejemplo: la radio AM ~ 900 KHz no logra salir de la atmósfera, en cambio la radio FM sí.

3. DEFINICIONES BASICAS

La radiación electromagnética en la ventana de radio es un fenómeno ondulatorio, pero cuando la escala del sistema es mucho mayor que la longitud de onda, podemos considerar que la radiación viaja en línea recta como en "rayos".

Intensidad o Brillo: El campo de radiación queda descrito por la intensidad de la radiación o brillo. La intensidad I_ν , será función de la posición \mathbf{r} , de la dirección dada por el vector unitario \mathbf{k} y del tiempo t . De esta manera la

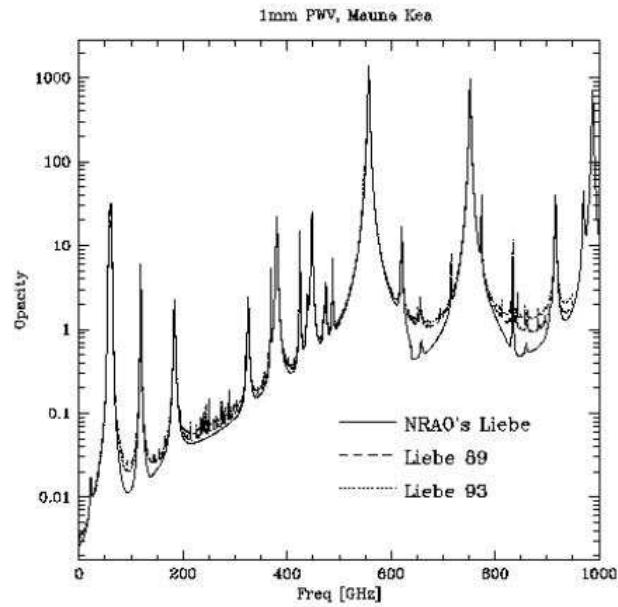


Figure 6. Absorción de la atmósfera como función de la frecuencia.

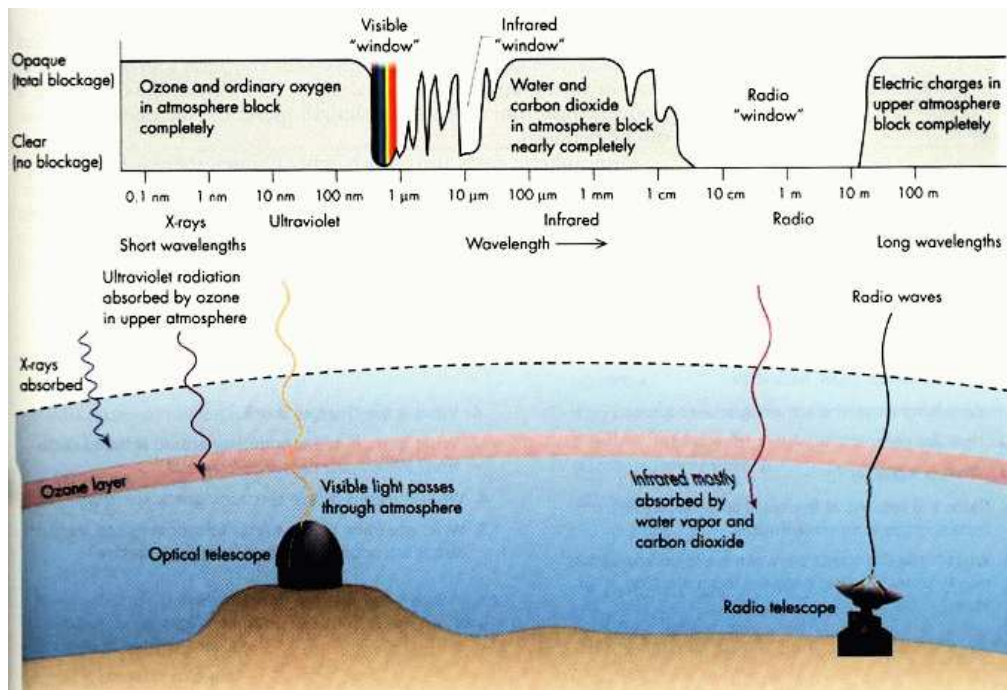


Figure 7. Transparencia de la atmósfera.

Table 2. La radio comercial

Uso	Frecuencia
ángaro de aviación	300 - 435 KHz
radio AM	535 - 1705 KHz
anuncios a choferes	1610 KHz
radio CB	26.96 - 27.41 KHz
aviones	2.85 - 23.35 MHz
abre puertas	40 MHz
monitores de bebe	49 MHz
telefonos no-alámbricas	40 - 50 MHz
TV canales 2-4	54 - 72 MHz
TV canales 5-6	76 - 88 MHz
radio FM	88 - 108 MHz
TV canales 7-13	174 - 216 MHz
TV canales 21-36	512 - 608 MHz
TV canales 38-69	614 - 806 MHz
Telefonos celulares	806 - 902 MHz
GPS militar	1227.60 MHz
GPS detección nuclear	1381.05 MHz
GPS civil	1575.42 MHz
GPS telemetría	2227.50 MHz

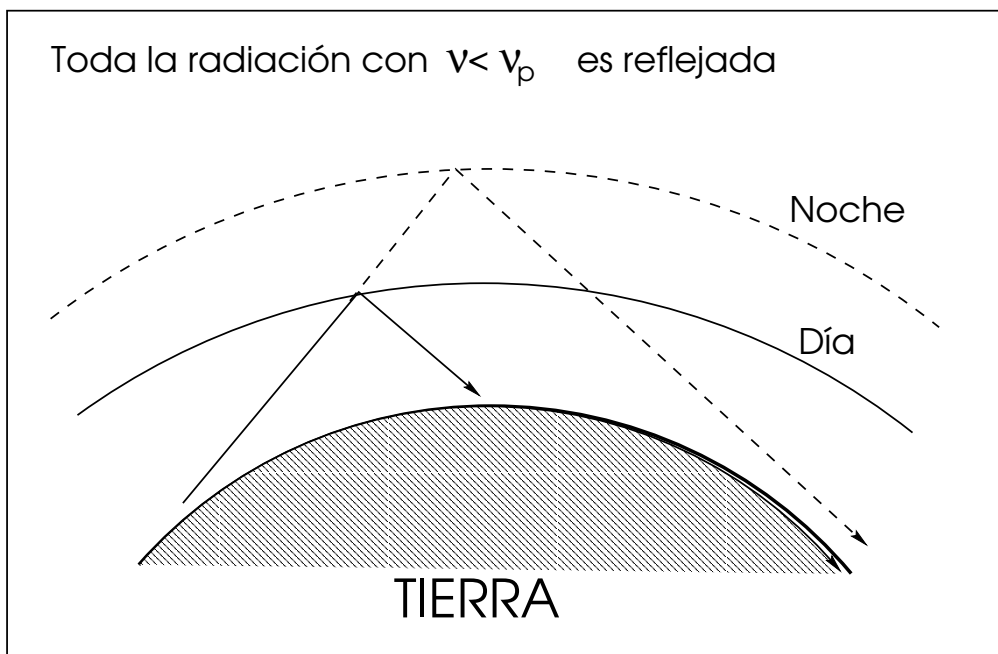


Figure 8. La radio AM es reflejada en la ionosfera y por las noches puede llegar a distancias mucho mayores que durante el día.

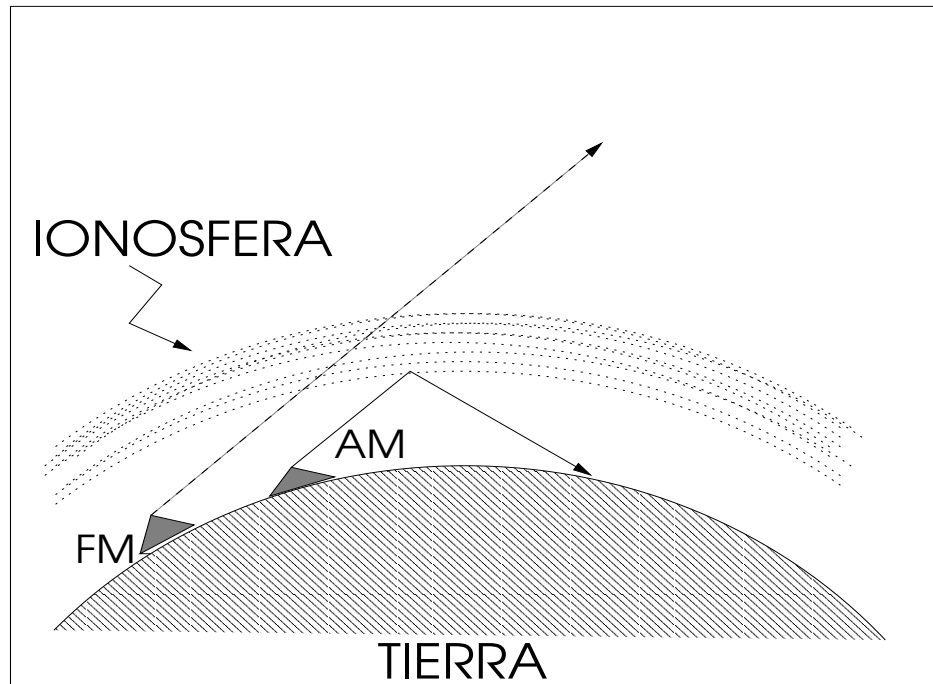


Figure 9. Las ondas de radio FM o de onda corta escapan de la ionosfera y se pueden recibir solo estaciones locales. La radio AM se puede escuchar desde estaciones muy lejanas debido a que se refleja en la ionosfera.

energía por unidad de tiempo que atraviesa por unidad de área perpendicular a la dirección \mathbf{k} , centrada en la posición \mathbf{r} , transportada por la radiación que se propaga por unidad de ángulo sólido $d\Omega$, y por unidad de frecuencia es,

$$dE = I_\nu dt dA \cos\theta d\Omega d\nu$$

Las unidades de la intensidad son: $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{str}^{-1} \text{Hz}^{-1}$).

Una propiedad fundamental de la intensidad es que esta **no varía con la distancia**.

Para demostrar esto, consideremos las áreas dA y dA' . La energía que atraviesa a dA por unidad de tiempo, dentro del ángulo sólido $d\Omega$ definido por dA' y el intervalo de frecuencia $d\nu$ es,

$$dE = I_\nu dt dA d\Omega d\nu$$

(Estamos considerando el caso más sencillo donde ambas áreas son paralelas $\theta=0$ por lo tanto $\cos\theta=1$).

Esta energía atraviesa dA' , por lo tanto, tiene que ser igual a la energía recibida por dA' dentro del ángulo sólido $d\Omega'$ definido por dA , en el mismo intervalo de frecuencia,

$$dE' = I'_\nu dt dA' d\Omega' d\nu$$

es decir,

$$dE = dE'$$

Si la distancia entre dA y dA' es R , entonces los ángulos sólidos serán: $d\Omega' = dA/R^2$; $d\Omega = dA'/R^2$ de tal manera que,

$$dE = I_\nu dt dA \frac{dA'}{R^2} d\nu$$

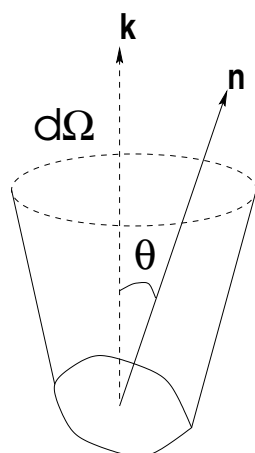


Figure 10. Figura que ilustra la definición de brillo. La normal \mathbf{n} forma un ángulo θ con la dirección considerada \mathbf{k} .

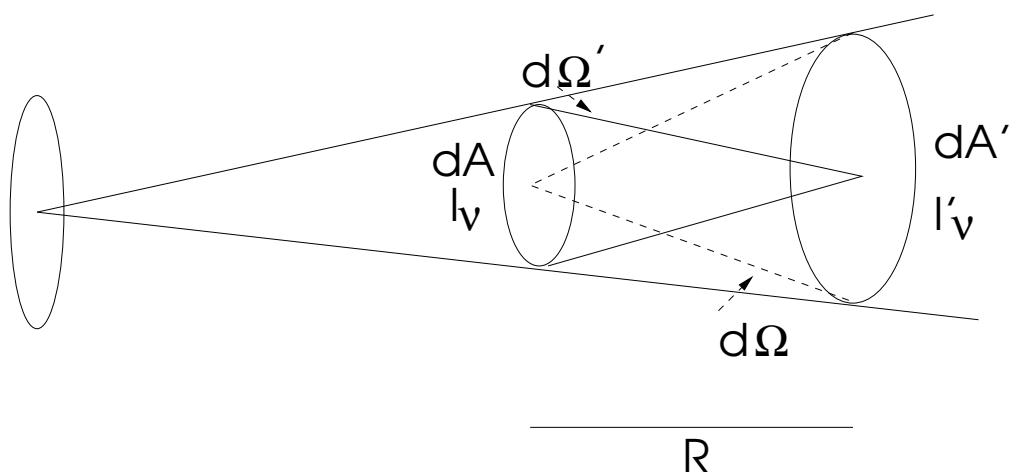


Figure 11. Diagrama ilustrativo que muestra que la intensidad no cambia con la distancia.

y

$$dE' = I'_\nu dt dA' \frac{dA}{R^2} d\nu$$

por lo tanto nos queda que $I_\nu = I'_\nu$.

Densidad de Flujo: La densidad de flujo, S_ν , es el flujo de energía que atraviesa por unidad de tiempo, por unidad de área por unidad de frecuencia. Por lo tanto, es la **intensidad integrada para todas las direcciones**, teniendo en cuenta el factor de proyección del área perpendicular a la dirección considerada, $\cos\theta$,

$$S_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos\theta d\Omega,$$

Cuando se quiere estimar la densidad de flujo de una fuente discreta, el dominio de integración es mucho menor que 4π y se puede prescindir del factor $\cos\theta$,

$$S_\nu = \int_{fuente} I_\nu d\Omega,$$

donde $d\Omega$ es el ángulo sólido ocupado por la fuente. Las dimensiones de la densidad de flujo son $erg s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1}$. Como hemos visto la unidad práctica es el Jansky (Jy).

Luminosidad específica: La luminosidad específica a la frecuencia ν de una fuente situada a una distancia D del observador se obtiene integrando su densidad de flujo para una superficie esférica de radio D.

$$L_\nu = 4\pi D^2 S_\nu.$$

las dimensiones de la luminosidad específica son $erg s^{-1} Hz^{-1}$.

Ley del inverso cuadrado: Si consideramos una estrella la cual produce una cantidad determinada de energía, L (llamada luminosidad), y esta rodeada por una esfera de radio r . Al poner otras esferas con radios sucesivos más grandes la cantidad de energía que cruza por estas esferas se conserva, pero la densidad de flujo en cambio disminuye como el inverso cuadrado de la distancia.

$$Flujo = \frac{L}{4\pi r^2}$$

(las unidades del flujo son $erg s^{-1} cm^{-2}$).

Cuerpo Negro Existen muchos procesos que pueden producir ondas electromagnéticas, por ejemplo cambio de niveles electrónicos en el átomo, etc. Estos procesos producirán diferentes espectros en el sentido de función de I_ν vs. ν . Por ello se ha considerado que todos los procesos que ocurren bajo equilibrio termodinámico a una temperatura T producen el mismo espectro "Universal" llamado el espectro de Planck o de cuerpo negro.

$$I_\nu = B_\nu(T)$$

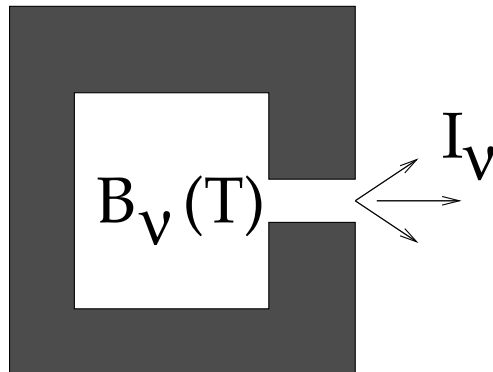


Figure 12. Recipiente termalizado a la temperatura T que emite como cuerpo negro

Imaginemos un recipiente a temperatura T y no dejaremos que entre ni salga radiación hasta que se alcance el equilibrio (ver Figura 13). Si pudieramos hacer un pequeño hoyo y medir la radiación dentro sin producir disturbios dentro del recipiente, veriamos la radiación de cuerpo negro. El espectro de Planck o de cuerpo negro es muy importante en astrofísica porque muchos objetos los vemos en (o muy cerca de) equilibrio térmico. Por ejemplo, la superficie del Sol es aproximadamente un cuerpo negro emitiendo a 5770 K. Asimismo, la radiación de fondo de 2.73 K es el remanente del “big-bang” y se considera hasta el momento el caso más cercano a un cuerpo negro.

Ley de Planck La distribución espectral de la radiación de cuerpo negro esta dada por la Ley de Planck.

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3.1)$$

También es posible ponerla en función de la longitud de onda,

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

Para obtener el brillo total de la radiación de cuerpo negro se integra la ecuación (3.1)

$$B_\nu = \frac{2h}{c^2} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu$$

obteniendo la **Ley de radiación de Stefan-Boltzmann** la cual fue encontrada experimentalmente en 1879 por Stefan y derivada teoricamente por Boltzmann en 1884:

$$B(T) = \sigma T^4$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann,

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3}$$

($\sigma = 5.6697 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$).

Ejemplo: El Sol es una esfera de radio 7.0×10^{10} cm, tiene una temperatura de 5770 K. Cuál es su Luminosidad?

$$L = 4\pi r^2 F = 4\pi r^2 \sigma T^4$$

$$L_{\odot} = 3.9 \times 10^{33} \text{ erg/s}$$

Propiedades de la Ley de Planck Existen dos casos limite a la ecuación de Planck:

i) $h\nu \ll kT$: **Ley de Rayleigh-Jeans**. Para este caso usando la ecuación (3.1) podemos expandir el termino de la exponencial como,

$$\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 = \frac{h\nu}{kT} + \dots$$

de esta manera se obtiene:

$$I_{\nu}^{RJ}(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT.$$

note que este resultado no contiene la constante de Planck.

ii) $h\nu \gg kT$: **Limite de Wien**. En este caso el brillo cae exponencialmente,

$$I_{\nu}^W(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT}}$$

Ley de desplazamiento de Wien. Obteniendo el máximo para la ecuación (3.1), osea $\delta B_{\nu}/\delta\nu = 0$ se deriva la siguiente,

$$h\nu_{max} = 2.82 kT$$

o bien substituyendo las constantes,

$$\frac{\nu_{max}}{T} = 5.88 \times 10^{10} \text{ Hz/K}$$

Significa que la frecuencia pico del cuerpo negro se corre linealmente con la temperatura. También se puede hacer algo similar para obtener la longitud de onda máxima en la función de cuerpo negro osea $\delta B_{\lambda}/\delta\nu = 0$ se obtiene,

$$\lambda_{max} T = 0.290 \text{ cm K}.$$

Para el caso del Sol que emite a una temperatura de 5770 K, la λ_{max} es de 5000 Å.

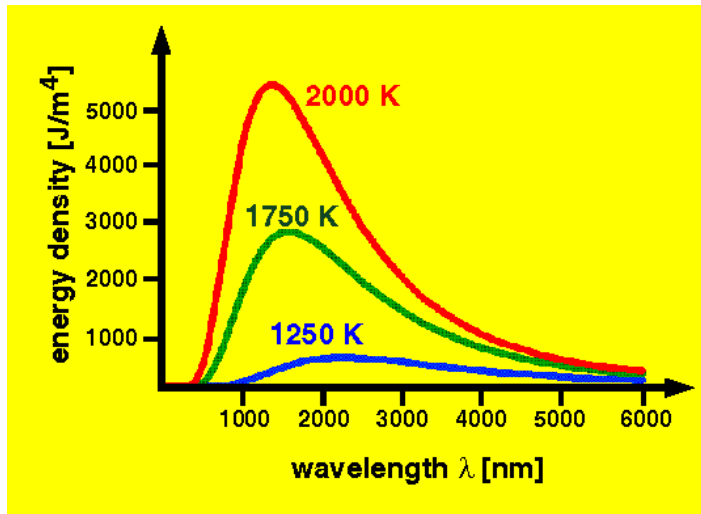


Figure 13. Espectro de radiación de cuerpo negro para distintas temperaturas

4. COMO SE MIDE INTENSIDAD CON UN RADIOTELESCOPIO

El proceso de calibración para determinar la intensidad de un objeto cósmico consta de tres pasos:

1) El radiotelescopio apunta a una región del cielo que se conoce no tiene ninguna fuente discreta. En esta situación contribuyen a la señal medida la radiación fósil de 3K, la radiación de la atmósfera terrestre, y el ruido propio del receptor. Como estas señales están siempre presentes, se toma este nivel como nivel cero, aún cuando hay señal presente.

2) Se quita la compuerta de microondas que tapa al cuerpo negro y ahora la señal está constituida por la radiación fósil de 3K, la radiación de la atmósfera terrestre, la contribución del calibrador, y el ruido del receptor.

3) Se vuelve a cerrar la compuerta del calibrador y se mueve el telescopio apuntándolo a la fuente de interés. Ahora la señal está constituida por la radiación de 3K, la radiación de la fuente cósmica, la contribución de la atmósfera terrestre, y el ruido del receptor.

Una vez hechos estos tres pasos regresamos al punto del cielo (punto de referencia) sin fuente, el radiotelescopio habrá registrado lo siguiente (generalmente esto se registra digitalmente en cinta o disco magnético pero aquí lo ponemos en rollo de papel por razones didácticas):

El exceso de señal sobre el nivel cero debido a la fuente se compara con el exceso debido al calibrador. Supongamos que la señal de la fuente cósmica es una fracción (por ejemplo, 0.5) de la señal del calibrador. ¿Cuál es la manera más directa de cuantificar la señal de la fuente cósmica? Resulta que la manera más conveniente es en términos de la temperatura de brillo del objeto, aún cuando a veces esta temperatura no tiene sentido físico directo. Esta definición viene de que el calibrador es un cuerpo negro a una temperatura T_{CAL} , o sea que su intensidad está dada por

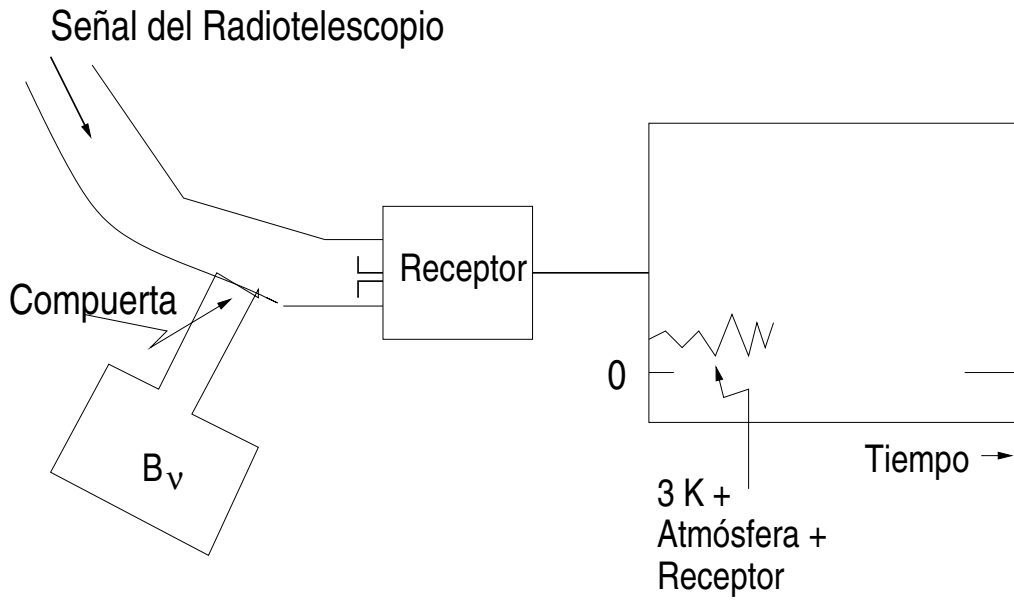


Figure 14. Primer paso para determinar la intensidad de un objeto cósmico

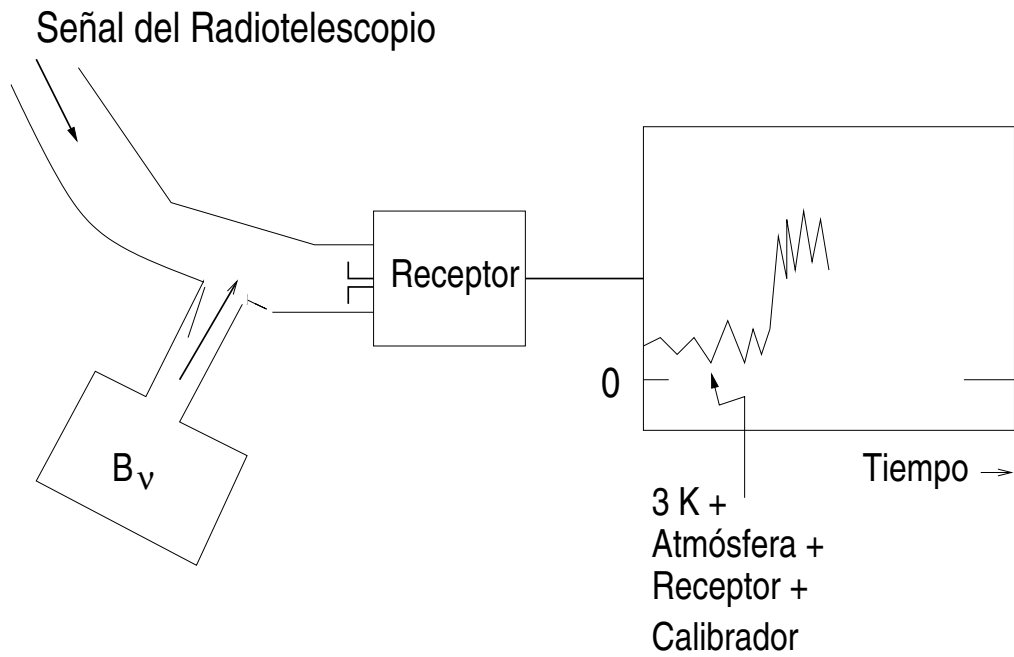


Figure 15. Segundo paso para determinar la intensidad de un objeto cósmico

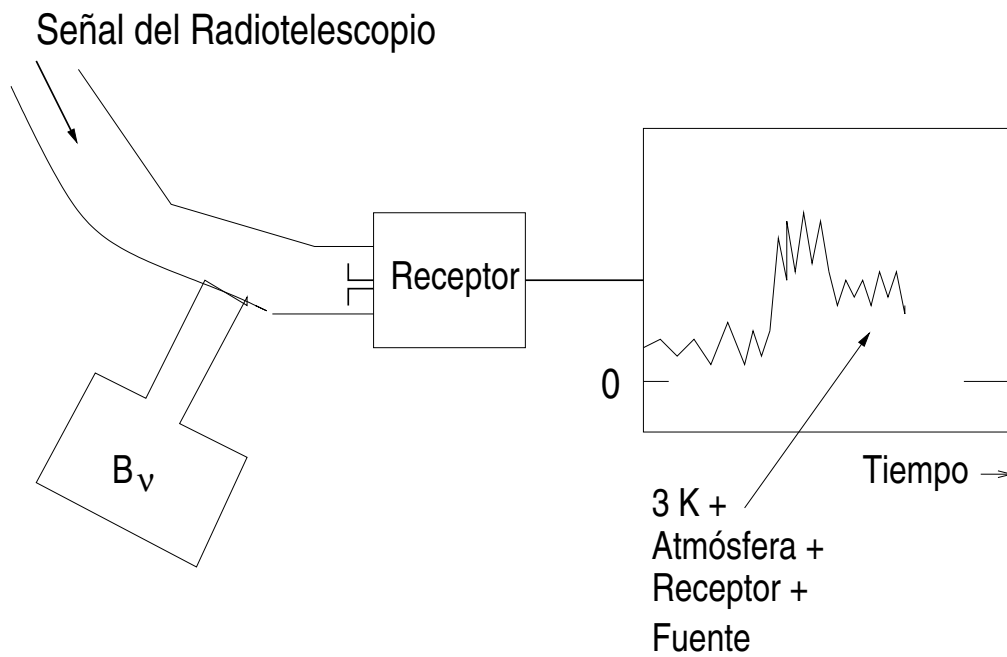


Figure 16. Tercer paso para determinar la intensidad de un objeto cósmico

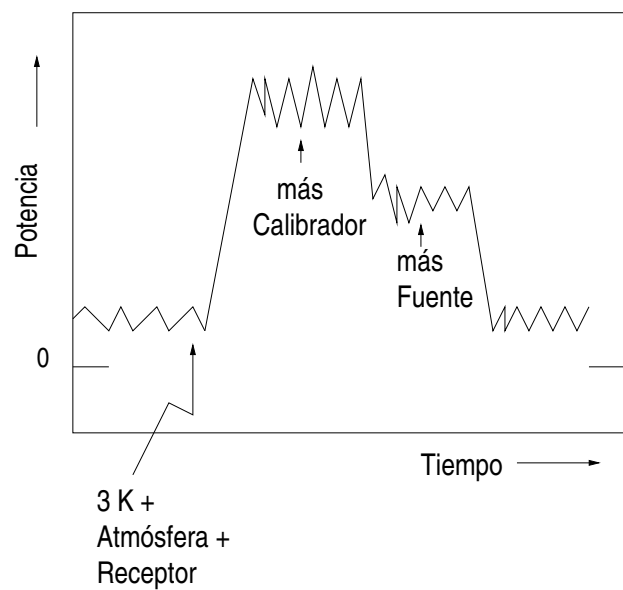


Figure 17. Resumen de la potencia detectada por el radiotelescopio después de observar la fuente cósmica y el calibrador.

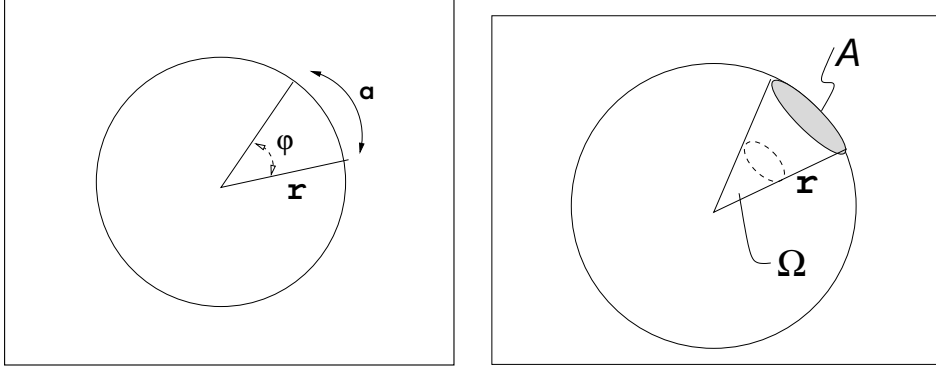


Figure 18. Diagramas ilustrativos para el ángulo plano y para el ángulo sólido

$$I_\nu(CAL) = B_\nu(CAL) = \frac{2h \nu^3}{c^2} \frac{1}{[\exp(h\nu/kT_{CAL}) - 1]}$$

En la región de radio $h\nu \ll kT_{CAL}$ y nos queda que (aproximación de Rayleigh-Jeans):

$$I(CAL) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{CAL}$$

O sea que la intensidad de radiación del calibrador es directamente proporcional a su temperatura. Por esto, se define arbitrariamente una temperatura de brillo de la fuente

$$T_B = \frac{I_\nu(FUENTE)c^2}{2k\nu^2}$$

independientemente de si $I_\nu(CIELO)$ es de cuerpo negro o no y de si $h\nu \ll kT_B$.

FLUJO DE RADIACION = LA INTEGRACION DE LA INTENSIDAD SOBRE UN ANGULO SOLIDO.

La intensidad (o la temperatura de brillo T_B) son variables que se refieren a un punto en el objeto observado. Los radiotelescopios y demás detectores astronómicos en realidad “ven” una región finita en el cielo, lo que llamamos un **ángulo sólido**.

El ángulo plano se puede dar en grados o en radianes mediante la igualdad. $360^\circ = 2\pi$ radianes.

Por definición, la longitud del arco subtendido por el ángulo ϕ es igual al producto del radio del círculo por el ángulo en radianes (ver Figura 21):

$$a = r\phi$$

Por otra parte, el ángulo sólido se da en esteradianes (ver Figura 22). El ángulo sólido ocupado por toda la superficie esférica celeste es de 4π esteradianes.

Por lo tanto, el ángulo sólido multiplicado por el radio al cuadrado da el área ocupada por el ángulo sólido considerado $A = r^2 \Omega$

Es fácil demostrar que el ángulo sólido de un casquete esférico cuyo diámetro subtende un ángulo ϕ está dado por

$$\Omega = 2\pi[1 - \cos(\frac{\phi}{2})]$$

Ya definido el ángulo sólido podemos definir al flujo de radiación, S_ν , como la integración de la intensidad de radiación sobre el ángulo ocupado por la fuente cósmica:

$$S_\nu = \int I_\nu \cos \theta d\Omega$$

Si la I_ν es constante sobre la faz del objeto estudiado obtenemos

$$S_\nu = I_\nu \Omega$$

o en términos de la temperatura de brillo

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_B \Omega. \quad (4.8)$$

Ejemplo: Supongamos que observamos al Sol a 20 GHz donde $T_B \simeq 6000$ K. Cuál será su flujo en la Tierra?

Antes de usar la ecuación (4.8) calculemos el ángulo sólido que subtende el Sol. Sabemos que el Sol tiene un tamaño angular de 0.5° o sea que $\Omega(\text{Sol}) \simeq 6.8 \times 10^{-5}$ esteradianes. Por lo tanto $S_\nu = 5 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1}$, o sea,

$$S_\nu = 5 \times 10^6 \text{ Jy.}$$

Ejemplo: El flujo de una estrella tipo solar a distancias interestelares.

Supongamos que observamos al Sol a 20 GHz donde $T_B \simeq 6000$ K. Su flujo en la Tierra será

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_B \Omega \quad (6.5)$$

como $\Omega(\text{Sol}) \simeq 6.8 \times 10^{-5}$ esteradianes; $S_\nu = 5.0 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1} = 5.0 \times 10^6 \text{ Jy}$. Una estrella idéntica al Sol colocada a 1 pc (3.1×10^{18} cm) tendrá $\Omega(\text{estrella}) = 1.6 \times 10^{-15}$ esteradianes. O sea que tendrá en la Tierra un flujo, $S_\nu = 1.2 \times 10^{-4} \text{ Jy}$.

Este es un flujo muy débil sólo detectable por el mejor instrumento (el Very Large Array) después de horas de integración. Este cálculo implica que el cielo de radio está dominado por objetos **distintos** a las estrellas de la secuencia principal, como es el Sol. A una frecuencia dada, el flujo va como $T_B \Omega$ y por lo tanto para que el flujo sea considerable hará falta que la temperatura de brillo sea grande o que el ángulo sólido del objeto sea grande. La radiación no-térmica (o sincrotrónica) alcanza temperaturas de brillo muy grandes y aún cuando el objeto tenga un ángulo sólido muy pequeño, el flujo será considerable.

5. RADIOTELESCOPIOS

i) RESOLUCION ANGULAR

Los radiotelescopios existen en muchas formas pero aquí nos restringimos a la forma más común, la del plato parabólico. Un radiotelescopio (y cualquier telescopio que capta radiación electromagnética) tiene una cierta resolución angular, o sea una capacidad de distinguir radiación que proviene de un ángulo sólido en el cielo. En general, se considera que mientras menor es este ángulo, mejor es el instrumento, porque puede estudiar detalles muy pequeños en objetos cósmicos.

Supóngase un radio telescopio de diámetro D que está recibiendo radiación de longitud de onda λ . Consideremos una fuente muy lejana que está en el eje de simetría del radiotelescopio. La radiación está llegando a todos los puntos, pero por simplicidad consideremos sólo la radiación que llega a dos puntos del radiotelescopio diametralmente opuestos.

En este caso los fotones estarán en fase y se sumarán constructivamente. ¿Qué sucede para otro punto del cielo desplazado un ángulo ϕ del eje del radiotelescopio? Los fotones que llegan a la parte superior del radiotelescopio recorren la distancia extra l donde $l = D \sin(\phi) \simeq D\phi$.

Cuando $l = \lambda/2$, los fotones se sumarán destructivamente. O sea que el radiotelescopio “acepta” preferentemente fotones en el cono o haz dado por $\pm\phi$, respecto al eje de simetría. Si llamamos a este ángulo 2ϕ la resolución angular del radiotelescopio $= \theta_A$, se obtiene

$$\frac{\theta_A}{\text{radianes}} = \frac{\lambda}{D} \quad (III.1)$$

Esta es una de las ecuaciones fundamentales de la astronomía, pues nos da la resolución angular de un telescopio.

En otras palabras, para mejorar la resolución angular (hacerla más pequeña) hace falta observar en longitudes de onda cortas o con grandes radiotelescopios.

La resolución angular de algunos instrumentos está dada en la siguiente tabla:

Instrumento	$D(m)$	$\lambda(m)$	$\theta_A(\text{arc sec})$
Radiotelescopio de Haystack	37	0.01	56
Telescopio de San Pedro Mártir	2.1	5×10^{-7}	0.05 (1)
Ojo humano	0.005	5×10^{-7}	21

(1) La resolución de los telescopios ópticos colocados en la superficie terrestre está limitada por la turbulencia atmosférica y es del orden de $1''$ y no $0''.05$ como se espera. El Telescopio Espacial Hubble (HST), que está por encima de la atmósfera, sí alcanza los valores esperados.

Volviendo a los radiotelescopios, nótese que si nos desviamos 2ϕ del eje vuelve a haber superposición constructiva. Esta situación da lugar a los lóbulos secundarios, donde el radiotelescopio es también sensitivo. Sin embargo, es posible diseñar a los radiotelescopios de modo que la sensibilidad en los lóbulos secundarios sea de 100 a 1000 veces menor que en el haz principal.

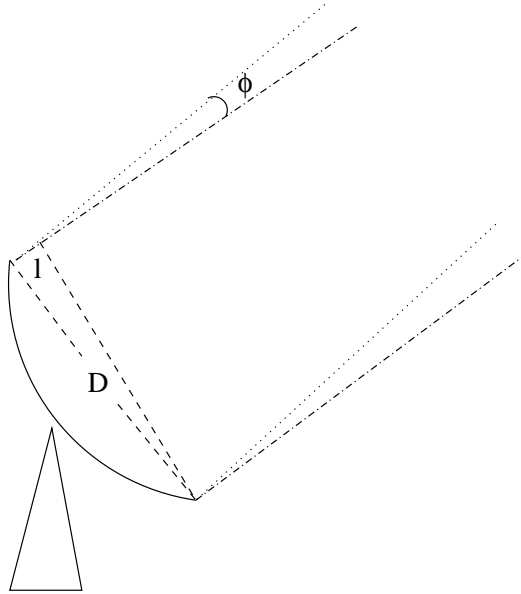


Figure 19. Esquema de un radiotelescopio. Si la radiación proviene de un punto en el eje de simetría del radiotelescopio, todos los rayos se suman constructivamente. Si la radiación proviene de un punto que está desplazado un ángulo ϕ del eje de simetría, las ondas llegan retrasadas una distancia l a uno de los extremos del radiotelescopio.

ii) TOLERANCIA DE LA SUPERFICIE

La precisión con que está construida una superficie reflectora debe ser tal que las desviaciones de la parábola perfecta sean considerablemente menores que la longitud de onda a observar. Generalmente se usa el criterio $\sigma < \lambda/4\pi$. Los radiotelescopios muy grandes tienen superficies relativamente imperfectas por lo que sólo pueden trabajar con radiación de λ grande. Para trabajar a altas frecuencias (pequeña λ) generalmente se tiene que usar radiotelescopios pequeños (o bien radiotelescopios grandes que tienen una superficie muy precisa y que por lo mismo son muy costosos). Para obtener resolución angular superior es necesario utilizar un radiointerferómetro.

iii) RECEPTORES

La radiación captada por el plato parabólico es mandada al foco principal. El receptor puede encontrarse ahí pero como generalmente son muy pesados es mejor poner un subreflector en el foco principal que rebota la radiación al centro del plato principal donde ésta el receptor. A este arreglo se le llama de tipo Cassegrain (ver Figura).

En el centro del plato hay una corneta (“horn” o “feed”) que se encarga de acoplar la radiación que viaja en el espacio libre a una guía de microondas. La guía de microondas conduce la radiación al receptor donde es amplificada a niveles medibles.

Los receptores son generalmente máseres, amplificadores paramétricos, o transistores de efecto de campo (FETs) o de alta movilidad electrónica (HEMTs) muy sofisticados que amplifican la señal electromagnética sin añadir mucho

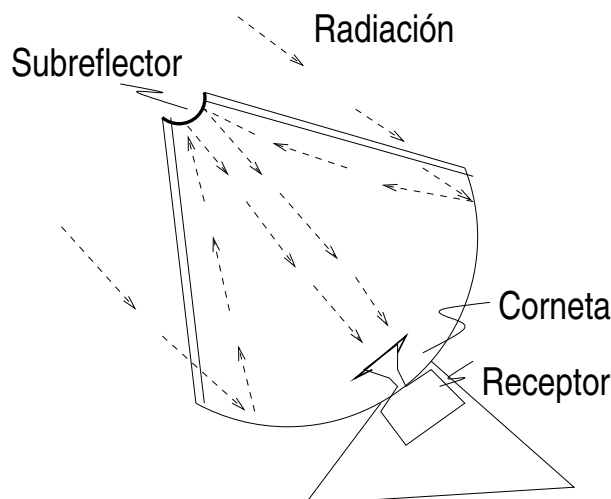


Figure 20. Óptica de un radiotelescopio con diseño Cassegrain.

ruido. Es común que estén enfriados por nitrógeno o helio líquido para reducir el ruido térmico. Los máseres usan el principio de que si la radiación viaja por un medio que tiene las poblaciones de sus niveles invertidos, ocurre el fenómeno de emisión estimulada. En lugar de usar un gas, se prefiere usar generalmente cristales como el medio activo para aprovechar la mayor densidad de partículas. Se usa muy comunmente un cristal de rubí rosa (Al_2O_3). Los amplificadores paramétricos usan el principio de amplificación de señal usando reactancias no lineales. Finalmente, los transistores usan su bien conocida propiedad de que una pequeña variación en el voltaje de la “puerta” (gate) tiene un gran efecto en el flujo de corriente de la “fuente” (source) al “sumidero” (drain).

Todos los receptores (o amplificadores) añaden, de manera inevitable, ruido a la señal original durante el proceso de amplificación. De hecho, en la radioastronomía la fuente principal de ruido comunmente es el mismo receptor. Posteriormente veremos que cualquier amplificador introduce un ruido cuántico que puede pensarse en términos de una temperatura adicional de orden $T_{\text{ruido}} \simeq h\nu/k$.

Los receptores son muy especializados y sólo amplifican en un ancho de banda $\Delta\nu \simeq 0.1 \nu_0$, donde $\Delta\nu$ es el ancho de banda y ν_0 es la frecuencia central observada (ver Figura).

Supongamos que estamos interesados en la radiación que va de $\nu_0 - \Delta\nu/2$ a $\nu_0 + \Delta\nu/2$. Después de que se amplifica en el receptor queremos manipularla posteriormente. Pero la radiación de alta frecuencia tiene la desventaja de no viajar mucha distancia en guías de microondas y mucho menos en cable coaxial. Para solucionar este problema la señal cósmica a ν_0 se multiplica por una señal producida por un oscilador local a $\nu_0 - \Delta\nu/2$. A este proceso se le llama superheterodinaje. Esto mueve la información de $\nu_0 \pm \Delta\nu/2$ al intervalo 0 a $\Delta\nu$

¿Cómo ocurre esto?

Consideramos la radiación que está a ν_0 . En un punto dado el voltaje producido por esta radiación será $v_1 = v_{0,1} \cos(2\pi\nu_0 t)$

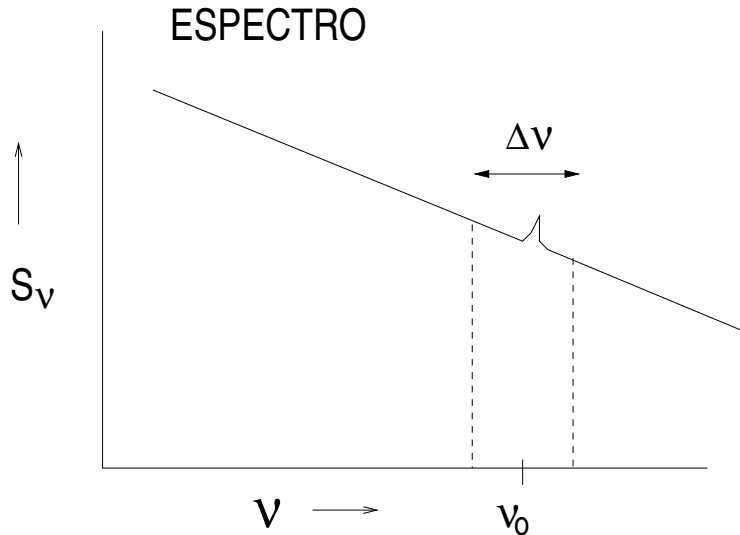


Figure 21. Los receptores generalmente amplifican sólo una pequeña banda del espectro electromagnético.

Si la multiplicamos por una radiación producida localmente (por el oscilador local) a frecuencia $\nu_0 - \Delta\nu/2$

$$v_2 = v_{0,2} \cos [2\pi(\nu_0 - \Delta\nu/2)t]$$

obtenemos

$$v_3 = v_1 \times v_2 = \frac{1}{2} v_{0,1} v_{0,2} \left[\cos \left[\left(2\pi \frac{\Delta\nu}{2} \right) t \right] + \cos \left[2\pi \left(2\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2} \right) t \right] \right]$$

Este proceso de multiplicación se muestra en la Figura.

O sea, obtenemos la suma de dos señales, una de baja frecuencia y otra de alta frecuencia. La de alta frecuencia es eliminada mediante filtraje y nos quedamos con una señal a $\nu = \Delta\nu/2$ que originalmente estaba a ν_0 .

Este proceso se muestra en la Figura.

En particular, si hay líneas espectrales en el pedazo de espectro observado, la información se preserva. Ya que toda la información se “bajó” en frecuencia, es más fácil amplificar y manipular la señal.

IV) LA ECUACION DEL RADIOMETRO

Supongamos que nuestro radiotelescopio recibe radiación en un ancho de banda $\Delta\nu$ centrado a una cierta frecuencia ν_0 . Después del superheterodinaje la información estará contenida en el intervalo de frecuencia 0 a $\Delta\nu$. Supóngase que queremos determinar la temperatura del sistema con gran precisión. O sea que el error en la medición ΔT_s sea mucho menor que T_s . Si consideramos que el proceso está controlado por una estadística de Poisson el error relativo está dado por

$$\frac{\Delta T_s}{T_s} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

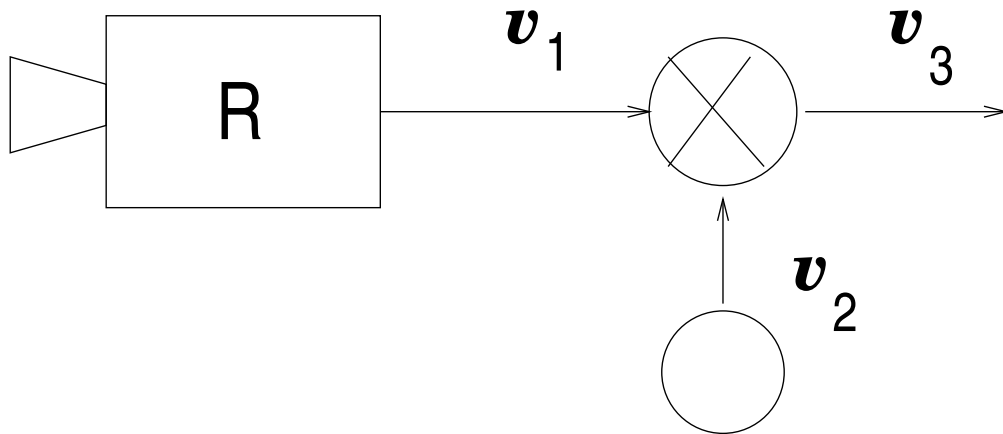


Figure 22. Proceso de multiplicación de la señal del cielo (v_1) por la de un oscilador local (v_2).

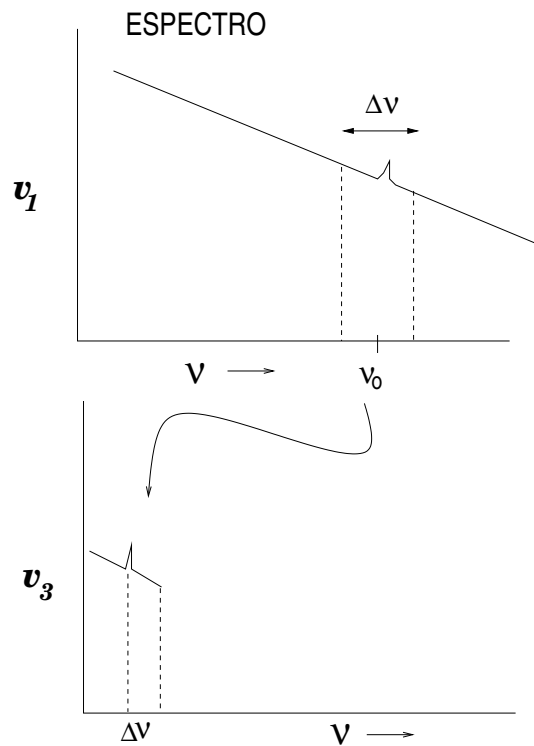


Figure 23. La señal del cielo es desplazada a bajas frecuencias por el proceso de superheterodinaje.

donde N es el número de eventos detectados. En este caso lo que detectamos son pulsos de radiación. Los pulsos medidos por segundo irán como $\Delta\nu$ y si observamos un tiempo Δt tendremos

$$N = \Delta\nu\Delta t$$

Por lo tanto

$$\Delta T_s \simeq \frac{T_s}{\sqrt{\Delta\nu\Delta t}} \quad (III.4)$$

Esta ecuación es fundamental en la radioastronomía porque nos permite calcular cuanto tiempo debemos integrar (Δt) para detectar una fuente cósmica dada. Supongamos que queremos observar un objeto que esperamos contribuya con $T_A = 1$ K. Por otra parte la temperatura debida al ruido de la electrónica del receptor es $T_{rec} = 80$ K. Entonces cuando veamos a un lado del objeto mediremos $T_s = T_{rec} = 80$ K.

Cuando apuntamos al objeto tendremos $T_s = T_{rec} + T_A = 81$ K. Supongamos que queremos medir T_A con 10% de precisión, entonces necesitamos que $\Delta T_s = 0.1$ K. Además nuestro ancho de banda es $\Delta\nu = 1$ MHz. ¿Cuánto tiempo habrá que integrar?

$$\Delta t = \left(\frac{T_s}{\Delta T_s} \right)^2 \frac{1}{\Delta\nu} = \left(\frac{81}{0.1} \right)^2 \frac{1}{10^6} = 0.7 \text{ seg} \quad (III.5)$$

La ecuación del radiómetro (ec. III.4) contiene varias cosas interesantes. En primer lugar nos dice que si integramos suficiente tiempo podemos detectar cualquier cosa, por débil que sea. También nos dice que mientras más grande es el ancho de banda, $\Delta\nu$, menor es ΔT_s . Esto lo esperamos porque se reciben más fotones y la estadística es mejor. Finalmente vemos que el cociente señal a ruido $\Delta T_s/T_s$ disminuye sólo como $(\Delta t)^{1/2}$ y no como Δt . Esto es terrible, porque quiere decir que si queremos mejorar el cociente de señal a ruido un factor de 2 tenemos que integrar 4 veces más. Esto es característico de la estadística. Si duplicamos el número de muestras tomadas nuestro cociente de señal a ruido sólo mejora $2^{1/2}$ y no 2.

Cuando se hace espectroscopía el ancho de banda se divide en un gran número de canales (ver Figura).

Esto es con el propósito de analizar el perfil de las líneas que puede haber en el espectro. Entonces la $\Delta\nu$ que hay que considerar en la ecuación del radiómetro es muy pequeña y para obtener buena señal a ruido es necesario integrar mucho tiempo.

v) ESPECTROMETROS

Cuando uno observa procesos de emisión en continuo (como el bremsstrahlung y la radiación sincrotrónica) uno puede hacer mediciones usando bandas anchas porque el espectro cambia poco. Cuando uno observa "líneas" es necesario partir la banda observada en muchos intervalos de frecuencia, los llamados canales. Esto se hace con un espectrómetro.

En la radioastronomía se usan principalmente tres tipos de espectrometros: el banco de filtros (filter bank), el autocorrelacionador digital (digital autocorrelator), el espectrómetro acusto-óptico.

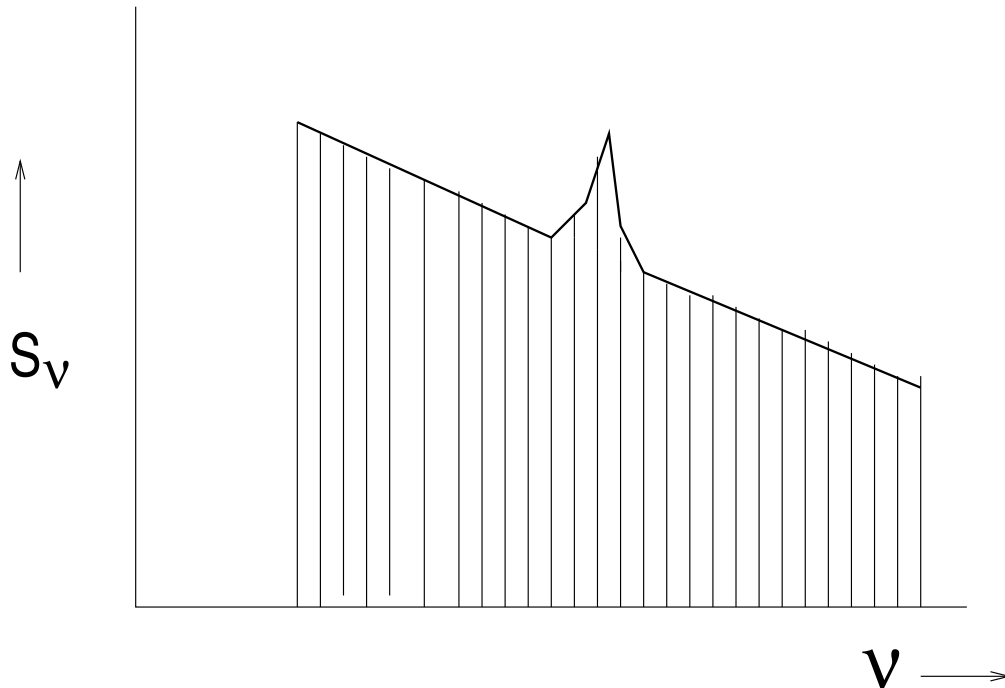


Figure 24. Para hacer espectroscopía es necesario dividir el espectro en canales angostos.

6. PROCESOS DE EMISION DE RADIACION

Existen dos grandes clases de procesos de radiación: en continuo y en línea. Los procesos en continuo emiten fotones de distintas frecuencias y su espectro se muestra en la Figura 25. Por otra parte los procesos de línea emiten todos sus fotones a una frecuencia única (ver Figura 25). Líneas son producidos por átomos y moléculas cuando cambian su nivel energético. El continuo es producido por electrones sueltos.

En las primeras observaciones que se hicieron en ondas de radio hacia fuentes discretas se vió que existían dos grupos: las galácticas, las cuales estaban concentradas hacia el plano galáctico y las extragalácticas las cuales estaban distribuidas más uniformemente en el espacio. La naturaleza de estas fuentes discretas se estudió midiendo el flujo de las fuentes como función de la frecuencia para estimar el espectro. Nuevamente aparecieron dos grupos. Mientras el flujo de un grupo casi no cambia con la frecuencia, el otro grupo resultaron más intensas para frecuencias pequeñas (ver figura 26). Varias de las fuentes más intensas resultaron ser del segundo tipo, por ejemplo Casiopea A la cual después se vió que correspondía a la remanente de una supernova que explotó en nuestra Galaxia en el año 1667. Otra fuente muy brillante fué Cygnus A, la cual es una fuente extragaláctica. Cyg A es una radiogalaxia, con un corrimiento al rojo de $z=0.057$.

Aquellas fuentes donde se observó que el flujo aumentaba conforme aumenta la frecuencia, se vió que tenían contraparte en el visible, como por ejemplo la

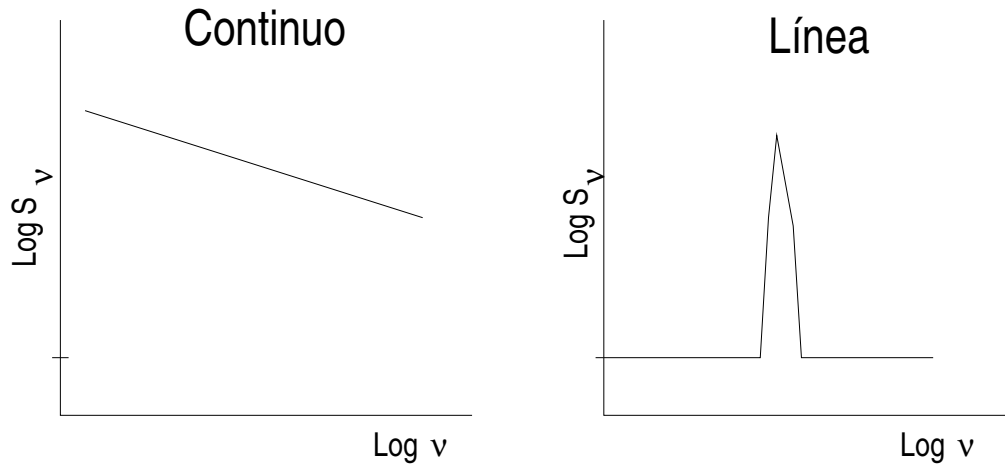
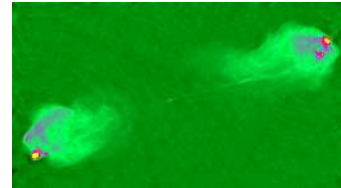
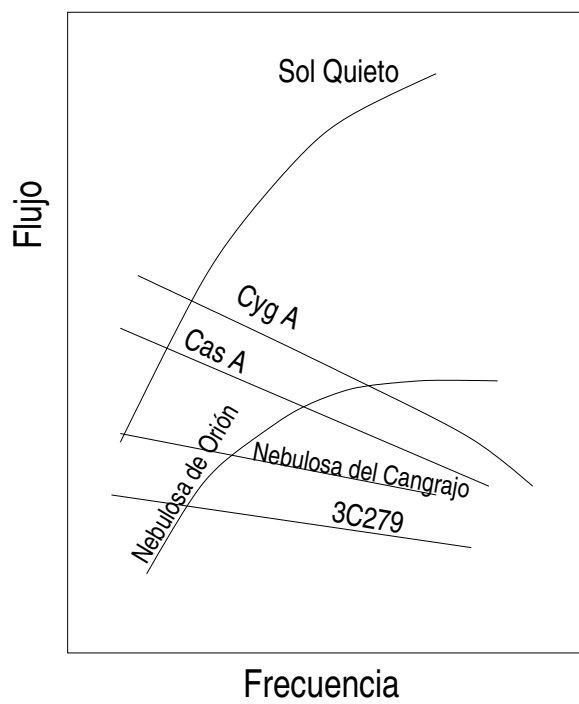


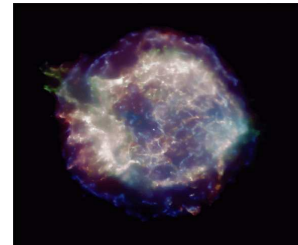
Figure 25. Espectro de continuo y de línea

Luna y el Sol. Otros objetos donde se observó que emitían débilmente en radio fueron asociados con regiones de formación estelar como es el caso de la nebulosa de Orión. Ya sabemos que tanto la Luna como el Sol quieto son objetos que emiten radiación térmica de cuerpo negro. Después de esta podemos pensar en dos tipos de procesos de continuo fundamentales en la radioastronomía: la radiación libre-libre y la radiación sincrotrónica. En general las fuentes extragalácticas son detectadas por su emisión sincrotrón, no porque no emitan radiación térmica, sino porque la sincrotrón es más intensa y es más fácil de detectar a grandes distancias.

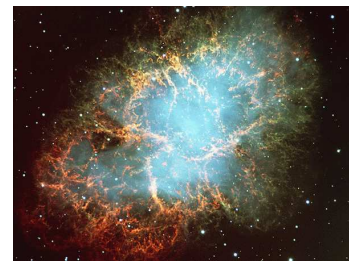
Espectros



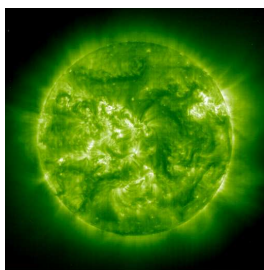
Cyg A



Cas A



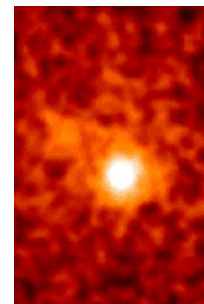
Nebulosa del Cangrajo



Sol Quieto



Nebulosa de Orión



3C279

Figure 26. Espectro de emisión de continuo para fuentes que emiten radiación térmica (libre-libre) y no-térmica (sincrotrón)