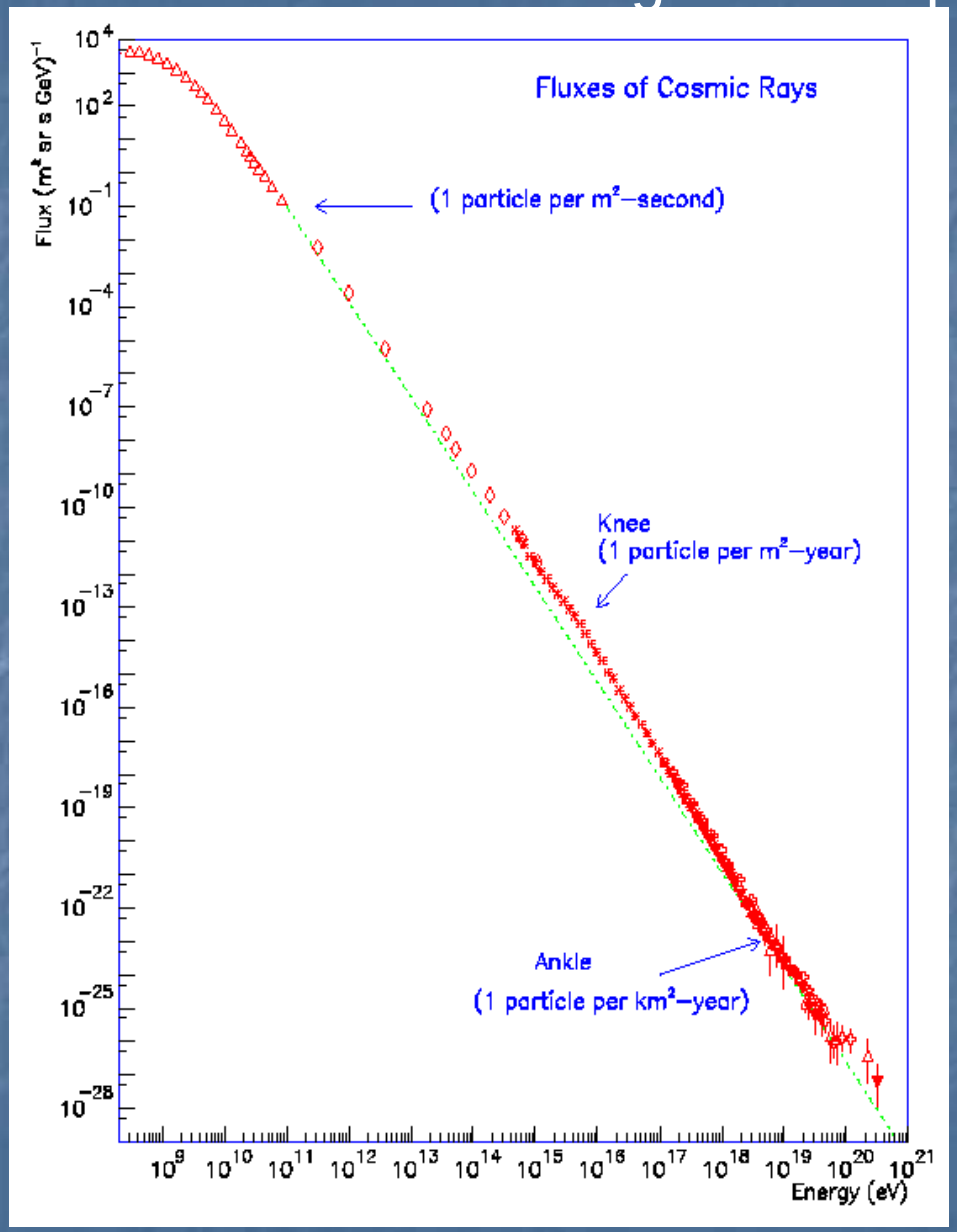
Clases anteriores….

Distribución de energía de las partículas de rayos cósmicos:



$$N(E)\,\mathrm{d}E = K\,E^{-x}\,\mathrm{d}E, \quad x \approx 2.7$$

Relación aplicable a protones, electrones y núcleos con energías en el rango

$$10^{9} - 10^{14}\ \mathrm{eV}$$

Potencia inyectada por rayos cósmicos en la Galaxia

$$W_{\mathrm{RC}} \approx 4.1 \times 10^{40}\ \mathrm{erg\,s^{-1}}$$

Los aceleradores que produzcan rayos cósmicos deben satisfacer este presupuesto energético

REMANENTES DE SUPERNOVA

Las explosiones de supernova inyectan en el medio interestelar enormes cantidades de energía, ~10^{51} erg.

Es razonable preguntar…
¿Juegan algún papel en la producción de rayos cósmicos?

La tasa de explosiones de supernovas es de 1 cada 50 años en la galaxia.
La potencia total que inyectan en el medio interestelar es:

$$W_{SN} = \frac{10^{51}\,\mathrm{erg}}{50 \times 3{,}15 \times 10^{7}\,\mathrm{s}} \approx 6.3 \times 10^{41}\ \mathrm{erg\,s^{-1}}$$

REMANENTES DE SUPERNOVA

Si las supernovas pudieran transformar menos del 10% de su energía en rayos cósmicos, *serían capaces de explicar el origen de éstos*.

- El hecho de que se observe emisión de origen no térmico en remanentes de supernovas implica que en ellos hay partículas relativistas.

- La detección de rayos X de origen sincrotrónico indica la presencia de electrones con energías por encima de TeV.

- La detección de radiación gamma podría señalar la presencia de hadrones con energías similares.

REMANENTES DE SUPERNOVA

El shock permanece intenso en las fases I y II

→ es posible **acelerar** partículas

El mecanismo que acelera estas partículas parecería ser difusivo, lo cual lleva fácilmente a una ley de potencias.

Energía mínima requerida para la radiación sincrotrón

Para estimar cuanta energía en partículas relativistas está presente en los remanentes de supernovas, se consideran los requerimientos de energía mínima para la radiación sincrotrón:

La energía total presente en la fuente responsable de emisión en radio es

$$W_{\text{total}} = \eta V \varepsilon_{\text{e}} + V \frac{B^2}{2\mu_0}$$

donde $\varepsilon_{\text{e}} = \int E\, N(E)\, dE$ es la densidad de energía en electrones relativistas

es la densidad de energía del campo magnético

$\eta = 1 + \beta$ Tiene en cuenta los protones, tal que su energía es $\varepsilon_{\text{protons}} = \beta\, \varepsilon_{\text{e}}$

En el caso de radiación sincrotrón: $N(E)\, dE = \kappa E^{-p}\, dE, \quad p = 2\alpha + 1$

$$W_{\text{part}} = \eta V \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E\, \kappa\, E^{-p}\, \mathrm{d}E = \frac{\eta V \kappa}{(p-2)} (CB)^{(p-2)/2} [\nu_{\min}^{-(p-2)/2} - \nu_{\max}^{-(p-2)/2}]$$

Donde se hizo uso del resultado de que la máxima intensidad de la radiación sincrotrón ocurre a frecuencias: $\nu = C E^2 B$
(como se verá oportunamente)

$$E_{\min} = \left(\frac{\nu_{\min}}{C B}\right)^{1/2} \qquad E_{\max} = \left(\frac{\nu_{\max}}{C B}\right)^{1/2}$$

Energía mínima requerida para la radiación sincrotrón (cont.)

$$W_{\text{part}} = \frac{\eta V \kappa}{(p-2)} (CB)^{(p-2)/2} [\nu_{\min}^{-(p-2)/2} - \nu_{\max}^{-(p-2)/2}]$$

Reemplazando κ en términos de L_ν y B a partir de:

Luminosidad de la fuente a frecuencia ν en el volumen V: $L_\nu = A(\alpha)\, V \kappa B^{-1+\alpha} \nu^{-\alpha}$

$$W_{\text{total}} = \underbrace{G(\alpha)\, \eta\, L_\nu\, B^{-3/2}}_{W_{\text{part}}} + \underbrace{V \frac{B^2}{2\mu_0}}_{W_{\text{mag}}}$$

Donde:

$$G(\alpha) = \frac{1}{a(p)(p-2)} [\nu_{\min}^{-(p-2)/2} - \nu_{\max}^{-(p-2)/2}] \nu^{-(p-1)/2} \times \frac{(7.4126\times10^{-19})^{-(p-2)}}{2.344\times10^{-25}} \left(1.253\times10^{37}\right)^{-(p-1)/2}$$

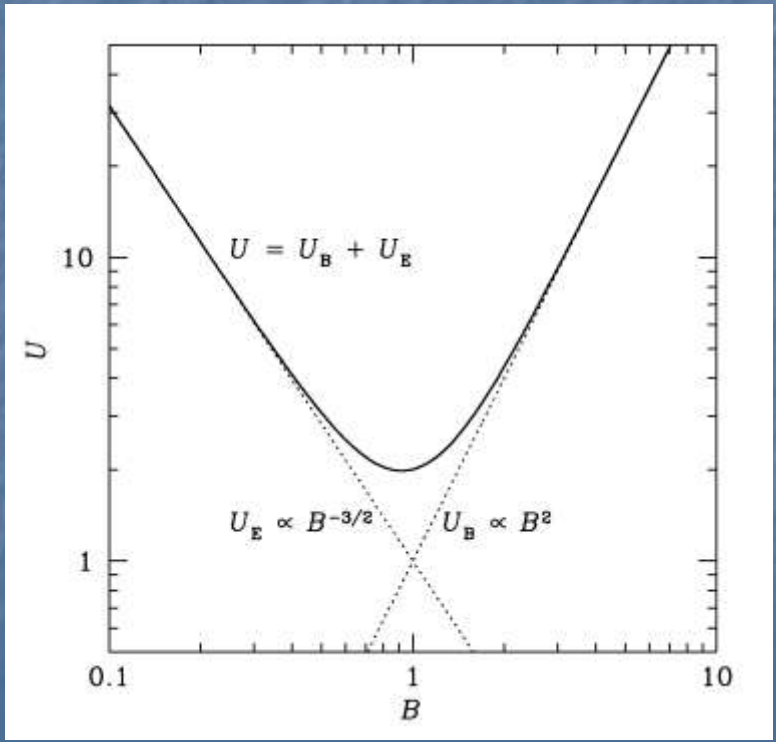
Energía mínima requerida para la radiación sincrotrón (cont.)

A partir de:

$$W_{\text{total}} = G(\alpha)\,\eta\, L_\nu\, B^{-3/2} + V\,\frac{B^2}{2\,\mu_0}$$

La energía es mínima para:

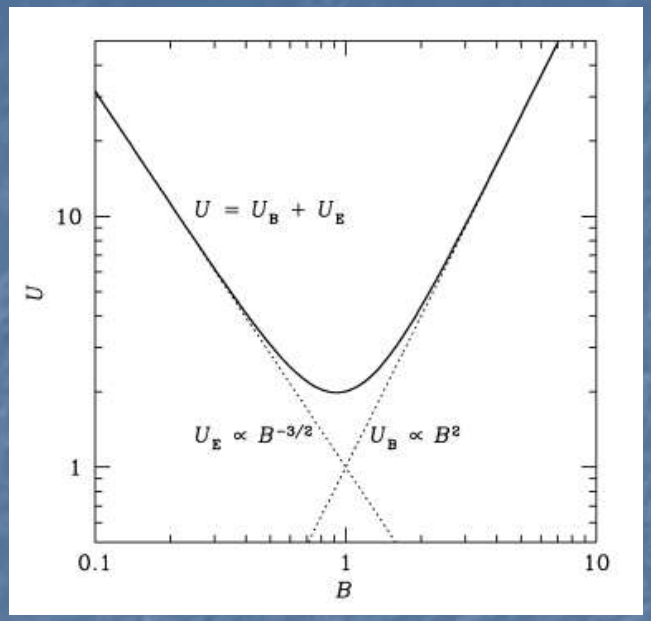
$$B_{\min} = \left[\frac{3\mu_0}{2}\,\frac{G(\alpha)\,\eta\, L_\nu}{V}\right]^{-2/7}$$



La condición de requerimiento de energía mínima corresponde muy cercanamente a la condición de *equipartición*:
energías aproximadamente iguales en partículas relativistas y campo magnético

$$W_{\text{mag}} = V\,\frac{B_{\min}^2}{2\,\mu_0} = \frac{3}{4}\,W_{\text{part}}$$

Energía mínima requerida para la radiación sincrotrón (cont.)



$$W_{\text{total}} = G(\alpha)\,\eta\, L_\nu\, B^{-3/2} + V\,\frac{B^2}{2\,\mu_0}$$

La energía total mínima es

$$W_{\text{total}}(\min) = \frac{7}{6\,\mu_0} V^{3/7} \left[\frac{3\mu_0}{2} G(\alpha)\,\eta\, L_\nu \right]^{4/7}$$

Se puede aproximar despreciando $\nu_{\max}$ respecto de $\nu_{\min}$ considerando $\alpha = 0.75$ al estimar $G(\alpha)$

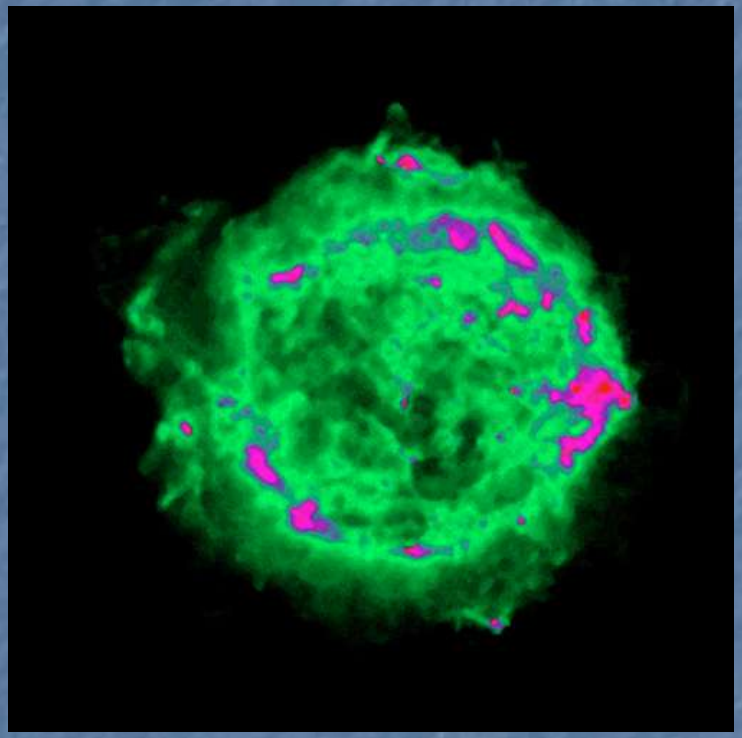
$$W_{\text{total}}(\min) \approx 3.0\times10^6\, \eta^{4/7}\, V^{3/7}\, \nu^{2/7}\, L_\nu^{4/7} \quad \text{J}$$

$$B_{\min} = 1.8 \left(\frac{\eta\, L_\nu}{V} \right)^{2/7} \nu^{1/7} \quad \text{T}$$

$B_{\min}$ expresado en las mismas unidades

Energía mínima requerida para la radiación sincrotrón (cont.)

Caso del remanente de supernova Cas A:



Cassiopaeia A:

- Radio fuente más brillante del hemisferio norte
- Densidad de flujo:
2720 Jy = 2.72 x 10^{-23} W m^{-2} Hz^{-1}
a frec. de 1 GHz.
- Radiación originada en volumen esférico con diámetro de 4 arcmin.
- Para una distancia de 2.8 kpc,
la luminosidad L_{1GHZ}=2.6x10^{18} W Hz^{-1}
y su volumen V=5.3x10^{50} m^3.

$$L = 2.6\times10^{18}\ \mathrm{W\,Hz^{-1}}$$

$$V = 5.3\times10^{50}\ \mathrm{m^3}$$

energía mínima requerida:

$$W_{\min} = 2\times10^{41}\,\eta^{4/7}\ \mathrm{J}$$

campo magnético de equipartición

$$B_{\min} = 10\,\eta^{-2/7}\ \mathrm{nT}$$

Energía mínima requerida para la radiación sincrotrón (cont.)

Caso del remanente de supernova Cas A:

energía mínima requerida: $W_{\min} = 2\times10^{41}\,\eta^{4/7}\ \mathrm{J}$

campo magnético de equipartición $B_{\min} = 10\,\eta^{-2/7}\ \mathrm{nT}$

1 T = 10.000 gauss
1nT=1e-9*1e4 gauss=1e-5gauss

Al comparar $W_{\min}$ con:

energía cinética eyectada en la explosión $\approx 2\times10^{44}\ \mathrm{J} = 2\times10^{51}\ \mathrm{erg}$

(obtenida a partir de las velocidades y masas de los filamentos de la cáscara, las cuales se encuentran a partir de análisis espectroscópicos de intensas líneas de emisión.)

Debe existir un mecanismo eficiente para convertir la **energía gravitacional** del colapso en la **energía de partículas relativistas y del campo magnético**.

Si $\eta \approx 100$, valor apropiado de protones y electrones observado en la parte superior de la atmósfera, los requerimientos de energía mínima aumentan aproximadamente en un orden de magnitud.

REMANENTES DE SUPERNOVA:

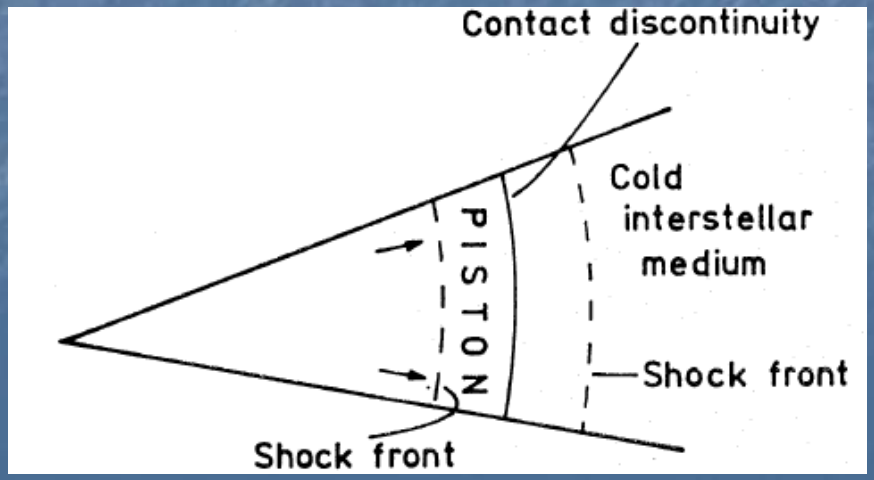
Generación de campos magnéticos fuertes

Estructura esquemática de un remanente de supernova, dada por la estructura de una esfera de gas caliente que se expande supersónicamente:

❖ La esfera de gas actúa como un pistón. Delante del mismo se desplaza el frente de choque que calienta y comprime el gas interestelar frío.

❖ A medida que la esfera se expande dentro del gas interestelar, la misma se *desacelera*, y la materia dentro de la esfera caliente se empieza a acumular en la interface: **discontinuidad de contacto**.

❖ Se forma un frente de choque interno a medida que material se acumula en la discontinuidad de contacto, y la temperatura del gas dentro de la esfera disminuye.

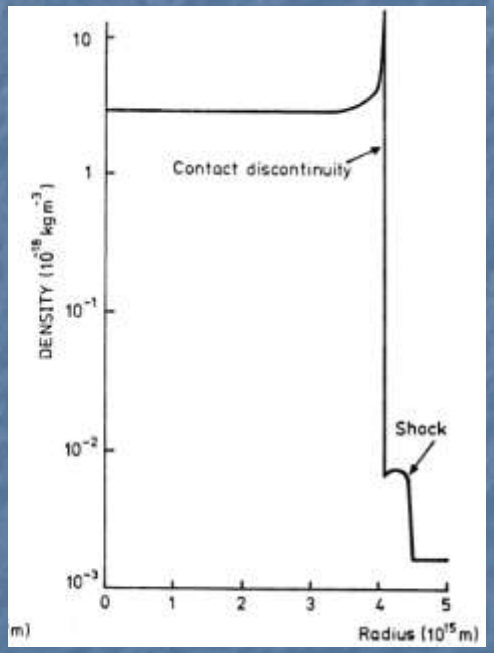


REMANENTES DE SUPERNOVA:

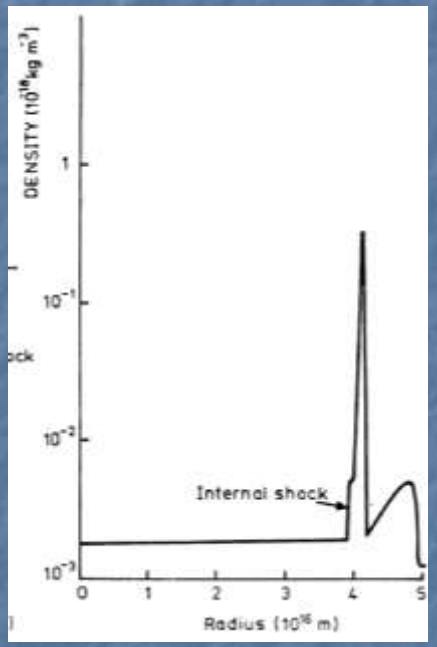
Generación de campos magnéticos fuertes (cont.)

Evolución de las propiedades internas de un remanente de supernova joven desde
a) el momento en que **la relación de masa entre el material barrido y eyectado es mucho menor que 1,** hasta
b) que la masa barrida domina la dinámica (Gull 1975)

a)



b)



La desaceleración de la esfera en expansión provoca la **acumulación de materia** en una cáscara densa justo dentro de la discontinuidad de contacto entre la esfera y el medio interestelar ➡ **se forma un shock reverso en el borde interno de las capas externas comprimidas que calienta el material dentro de la esfera en exp.**

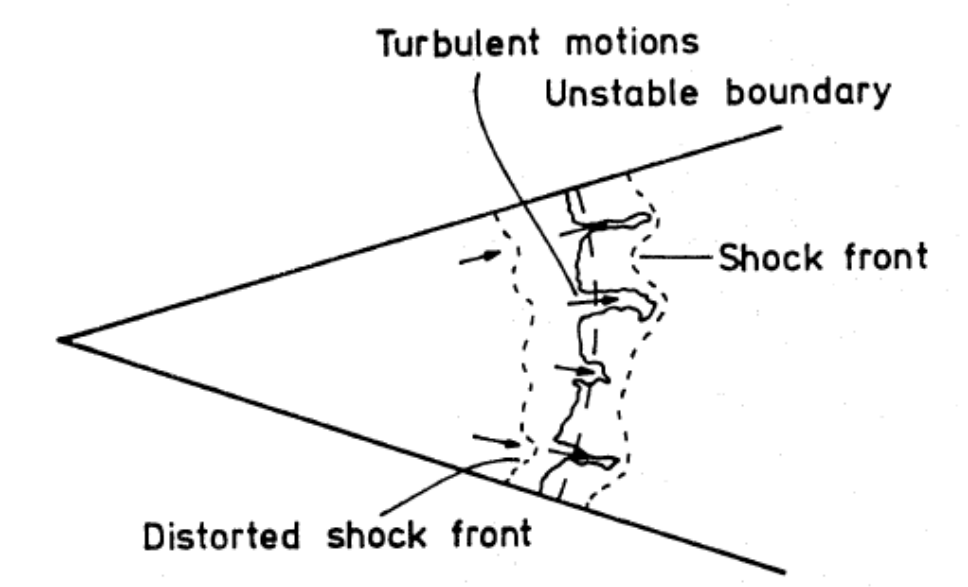
REMANENTES DE SUPERNOVA:

Generación de campos magnéticos fuertes (cont.)

La desaceleración de la esfera en expansión provoca la acumulación de materia en una cáscara densa justo dentro de la discontinuidad de contacto entre la esfera y el medio interestelar.

La fuerza de desaceleración que actúa sobre esta cáscara densa está en balance de presión con el mucho más menos denso gas interestelar shockeado, lo cual resulta en *inestabilidad de Rayleigh-Taylor*.

Esta es la inestabilidad que ocurre cuando un fluido pesado es sostenido por fluido liviano en un campo gravitacional.



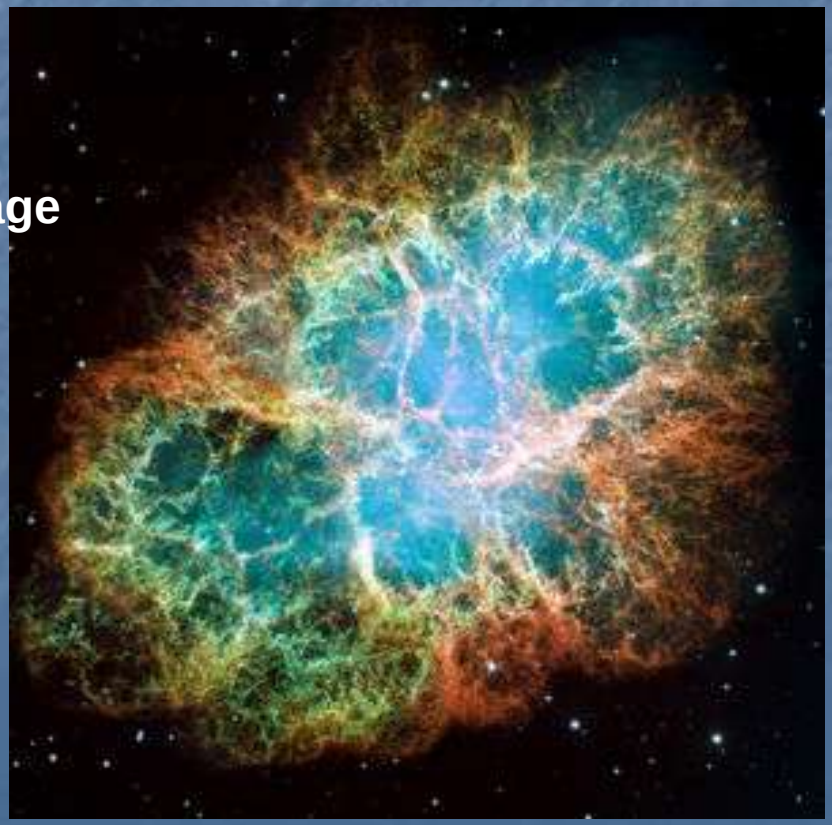
(Gull 1975)

REMANENTES DE SUPERNOVA:

Generación de campos magnéticos fuertes (cont.)

Los efectos de la *inestabilidad de Rayleigh-Taylor* **son** especialmente obvios en la **nebulosa del Cangrejo**, en donde el expandido plerión potenciado por el pulsar del Cangrejo está empujando material eyectado de la explosión de la supernova, hace 1000 años, que se mueve actualmete a 1800km/s.

HST image



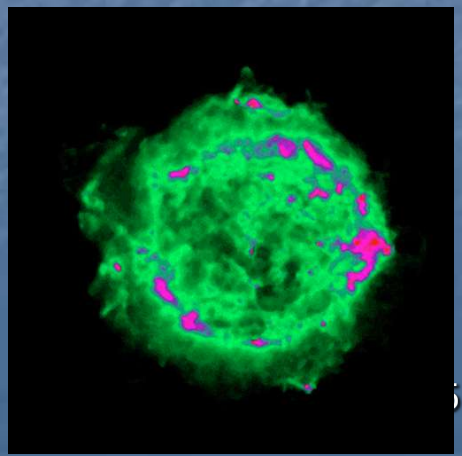
REMANENTES DE SUPERNOVA:

Generación de campos magnéticos fuertes (cont.)

En *inestabilidadades de Rayleigh-Taylor* es posible la amplificación del campo magnético ya que es perturbado en esta zona turbulenta inestable.

Las inestabilidades estiran el campo en la dirección radial, lo cual esta de acuerdo con la configuración de campo magnético observada en remanentes de supernovas jóvenes tipo cáscara.

Cálculos de la cantidad de energía que puede ser canalizada en el campo magnético muestran que sus intensidades pueden llegar a 10^{-7} T = 10^{-3} G para un remanente de supernova como Cas A.



REMANENTES DE SUPERNOVA:

Observaciones en radio de remanentes de SN indican que existen mecanismos para utilizar la energía interna de la esfera en expansión y convertirla en:
la energía de campos magnéticos y partículas de alta energía

Las partículas de alta energía que están presentes en los remanentes de supernovas pueden ser ***aceleradas*** eficientemente en fuertes frentes de choque:
mecanismo de Fermi

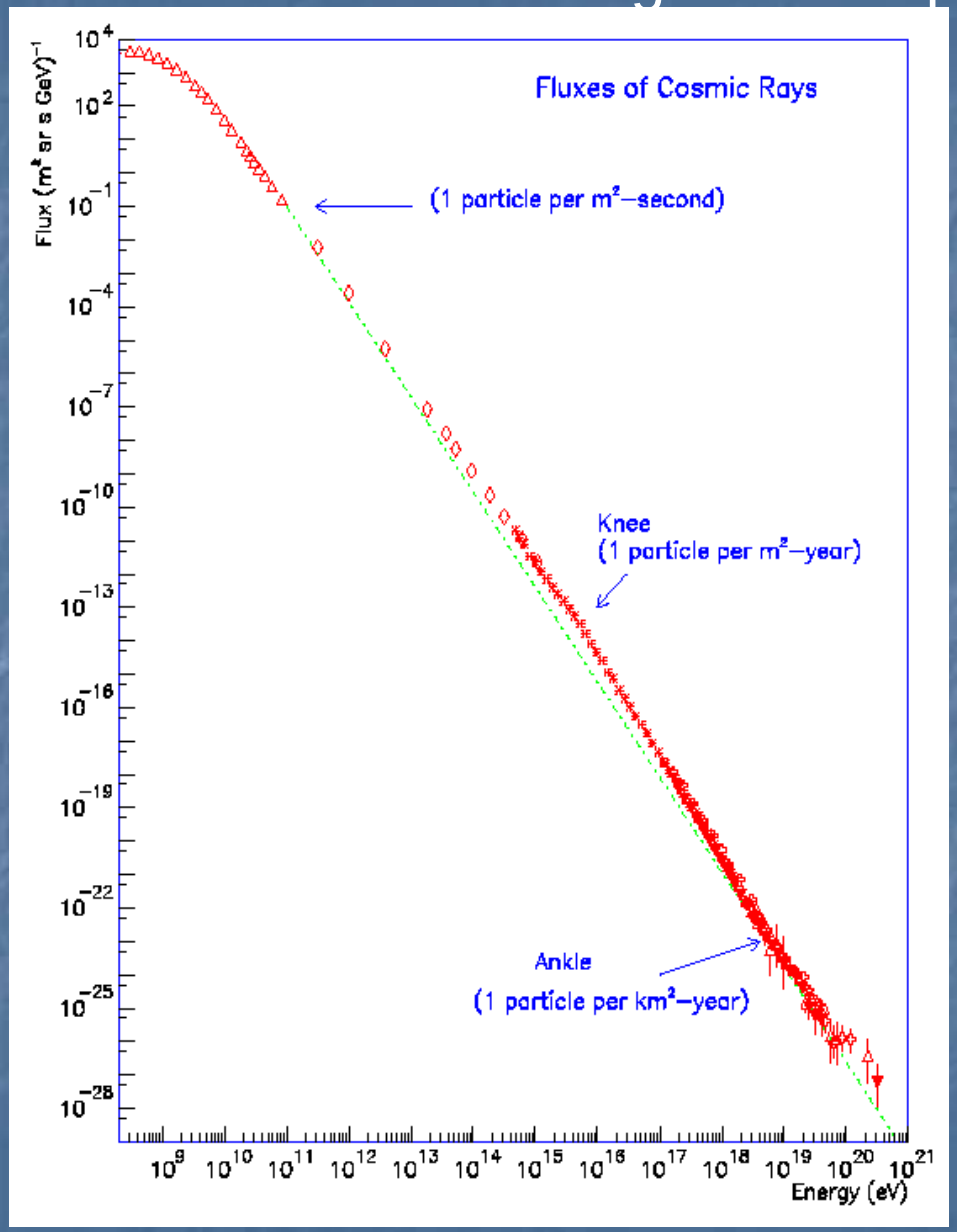
REMANENTES DE SUPERNOVA:

Aceleración de partículas de altas energías

MECANISMO DE FERMI

Clases anteriores….

Distribución de energía de las partículas de rayos cósmicos:



$$N(E)\,\mathrm{d}E = K\,E^{-x}\,\mathrm{d}E, \quad x \approx 2.7$$

Relación aplicable a protones, electrones y núcleos con energías en el rango

$$10^{9} - 10^{14}\ \mathrm{eV}$$

Potencia inyectada por rayos cósmicos en la Galaxia

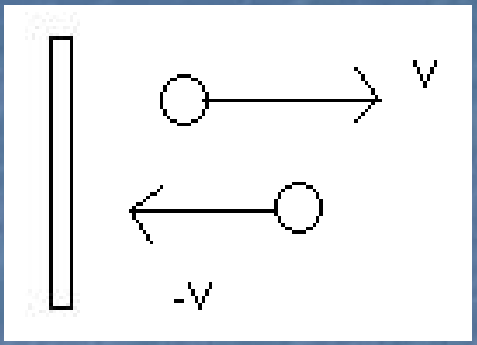
$$W_{\mathrm{RC}} \approx 4.1 \times 10^{40}\ \mathrm{erg\,s^{-1}}$$

Los aceleradores que produzcan rayos cósmicos deben satisfacer este presupuesto energético

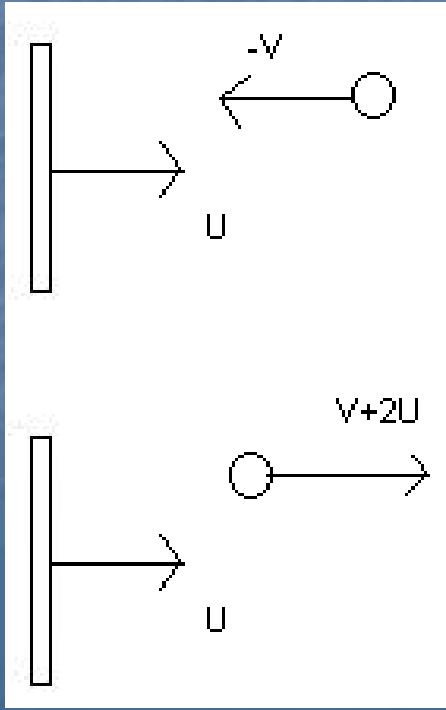
MECANISMO DE FERMI

Consideremos la siguiente situación:

Arrojamos una pelota perfectamente elástica contra un muro. Si la velocidad de la pelota es $-V$ en el sistema del laboratorio, rebotará con velocidad $+V$:



Si ahora la pared se mueve con velocidad u,
luego del choque la velocidad de la pelota será $V+2u$
(la velocidad no cambia en el sistema de referencia de la pared)



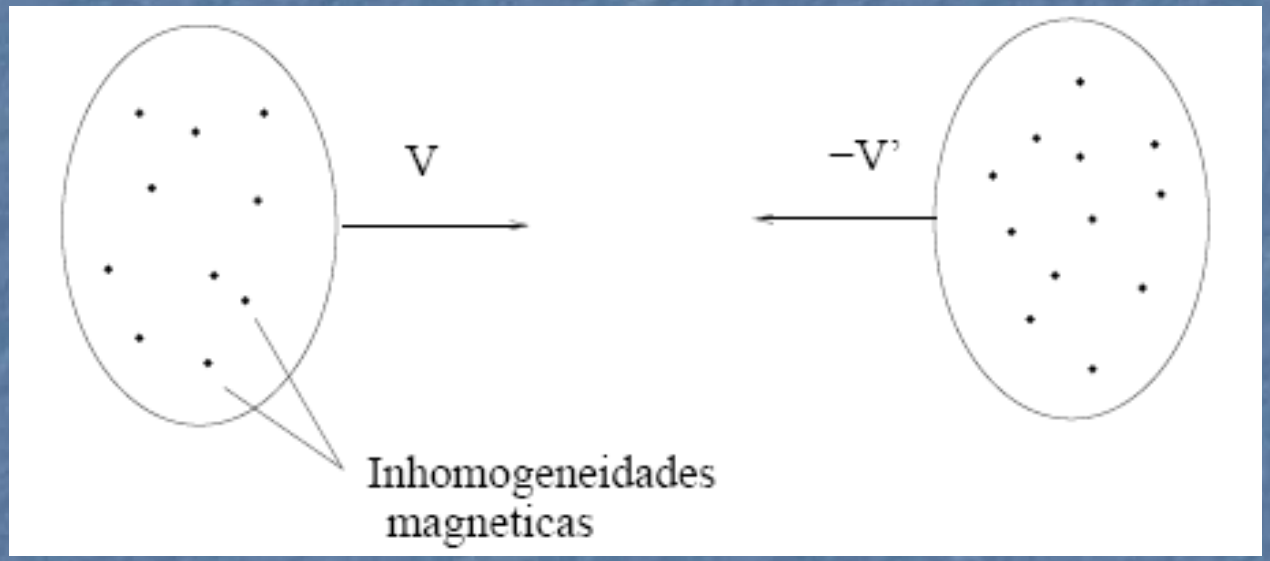
Si tenemos dos paredes, cada una moviéndose hacia la otra, la partícula ganará velocidad con cada choque hasta que

1) Las paredes se detengan, ó
2) La pelota se haga tan energética que atraviese una de las paredes: se dice que la pared se ha hecho “transparente” a la pelota.

MECANISMO DE FERMI (cont.)

Reemplacemos las paredes por
nubes en movimiento y con turbulencia en sus campos magnéticos:

La turbulencia puede actuar como un "espejo magnético" creando regiones de mayor densidad de energía magnética donde las partículas cargadas pueden ser deflectadas.



Nubes con inhomogeneidades magnéticas pueden actuar como centros dispersivos

Sin embargo, esta situación considerada originalmente por Fermi es físicamente improbable y no es posible generar de esta manera los rayos cósmicos galácticos.
El mecanismo básico puede operar en remanentes de supernovas…

MECANISMO DE FERMI (cont.)

Consideremos una onda de choque que genera una supernova:

Una onda de choque es una discontinuidad en los parámetros que caracterizan al medio.

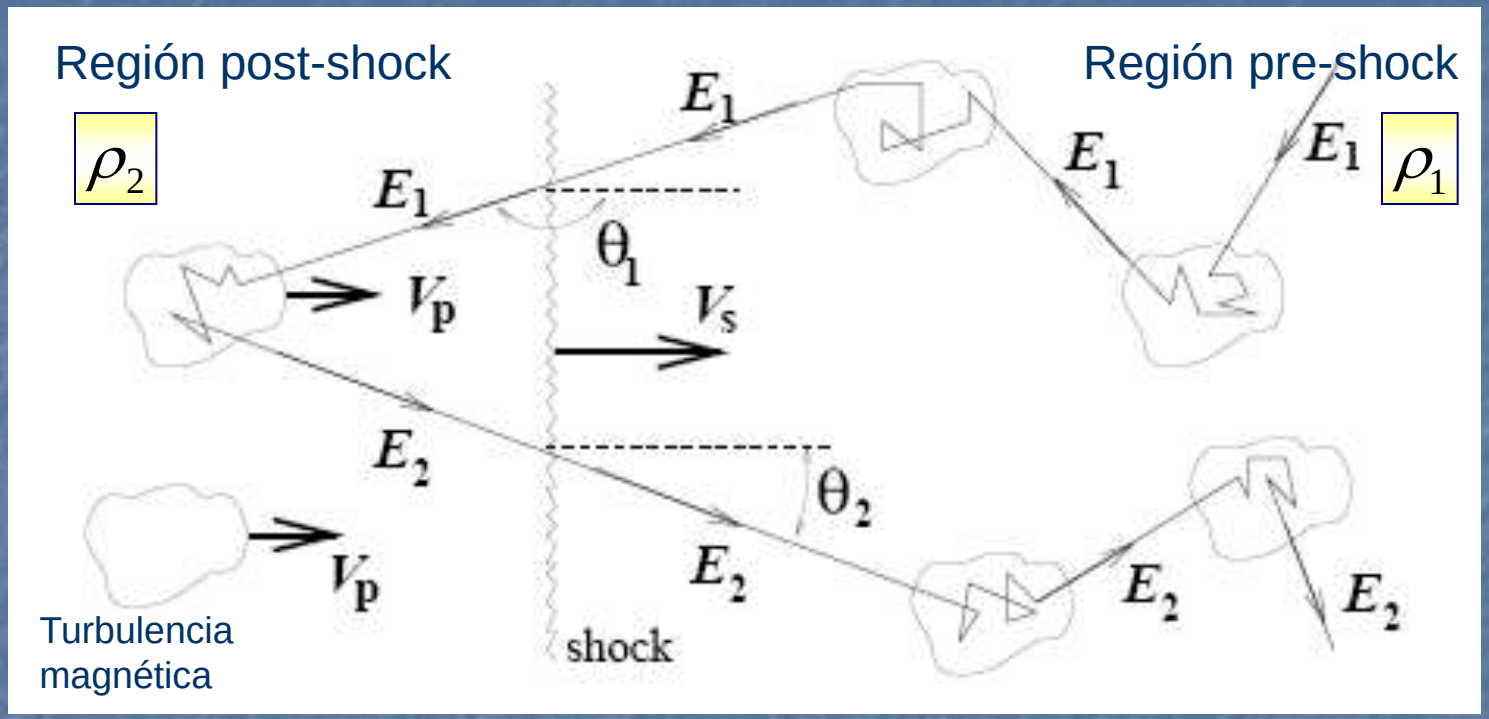
El espacio queda dividido por la onda de choque en dos regiones: la región *post-shock* y la *pre-shock*.

En ambas regiones puede establecerse turbulencia magnética:

- En la región post-shock, por la compresión del fluido y el desarrollo de inestabilidades.
- En la región pre-shock, por los efectos de los propios rayos cósmicos que atraviesan el frente de choque y perturban el plasma generando inestabilidades.

MECANISMO DE FERMI (cont.)

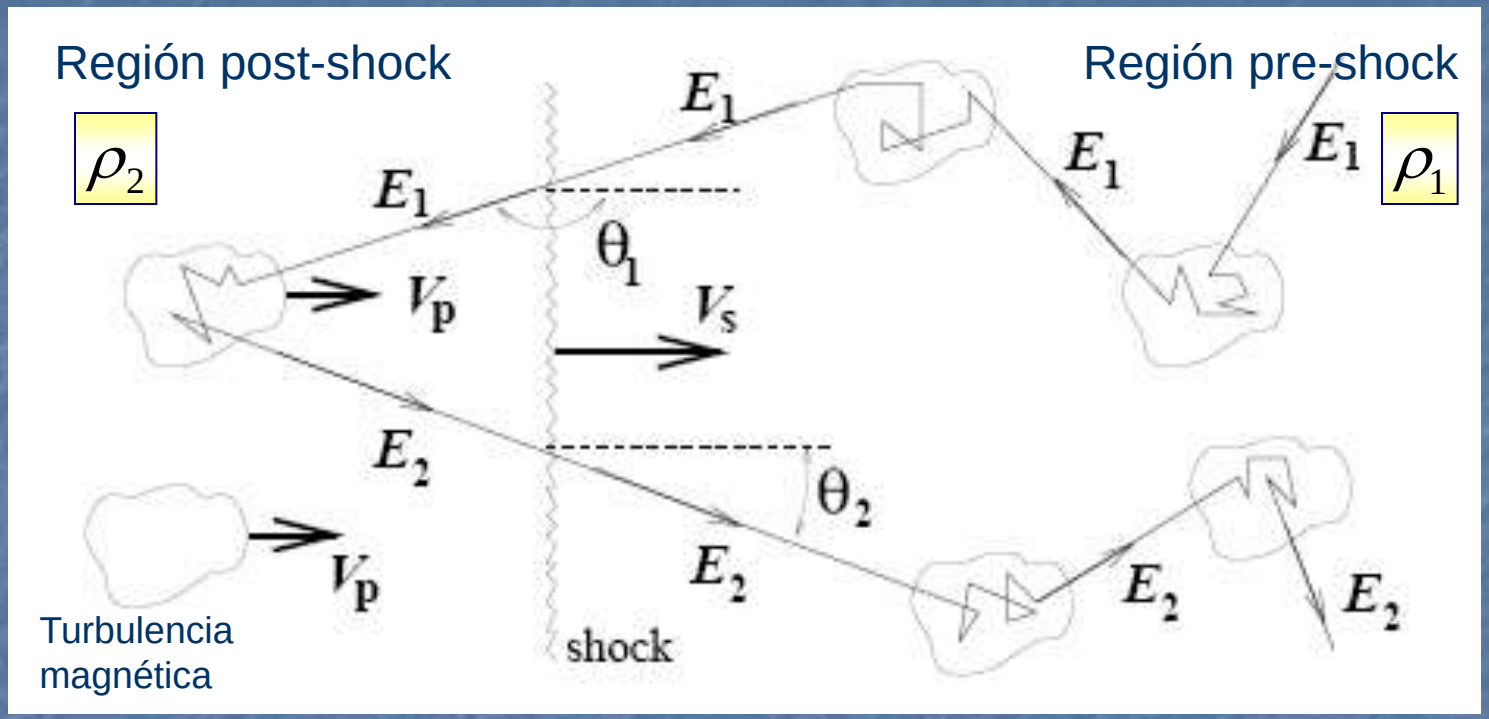
Supongamos que el shock se mueve con velocidad V_s en la direccion x:



In order to work out the energy gain per shock crossing, we can visualize magnetic irregularities on either side of the shock as clouds of magnetized plasma of Fermi´s original theory.

MECANISMO DE FERMI (cont.)

Supongamos que el shock se mueve con velocidad V_s en la direccion x:



El plasma en la región *post-shock* se mueve con velocidad V_p

La velocidad del shock y la del gas detrás de él se relacionan por el factor de compresión $\xi = \rho_2 / \rho_1$ que para un shock fuerte no-relativista vale $\xi = 4$:

$$\frac{V_s}{V_p} = \frac{\xi}{\xi - 1} = \frac{4}{3}$$

MECANISMO DE FERMI (cont.)

Usando transformaciones relativistas (Gaisser 1990), puede establecerse que la variación neta de energía de una partícula que completa un ciclo yendo de la región *post-shock* a la *pre-shock* y de vuelta a la *post-shock* es:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3}\left(\frac{\xi - 1}{\xi}\right)\frac{V_s}{c}$$

donde

$$V_p = \frac{\xi - 1}{\xi} V_s$$

Primer orden en la velocidad V_p

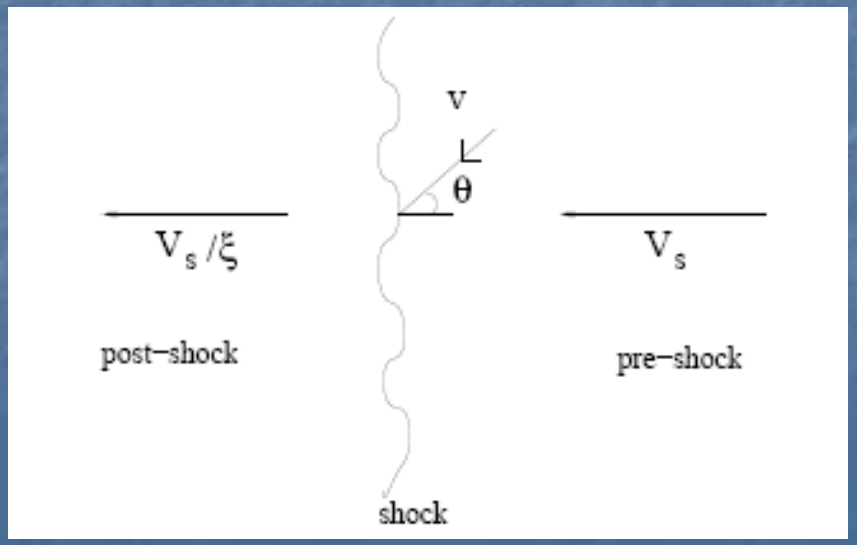
(más eficiente que la teoría original de Fermi de segundo orden)

MECANISMO DE FERMI (cont.)

Para obtener el espectro de energía tenemos que hallar la probabilidad de que una dada partícula cruce el shock un número arbitrario de veces.

Para ello, consideramos el proceso en el sistema de referencia del shock.

Downstream Upstream



Cosmic rays at the shock are advected downstream with speed $\frac{V_s}{\xi}$

El flujo neto de partículas que se pierden en la región *post-shock* es:

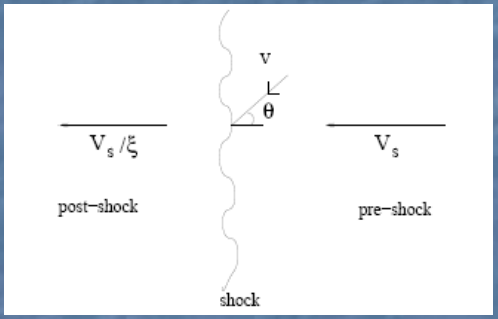
$$r_{per} = n_{RC} \frac{V_s}{\xi} \quad \mathrm{cm^{-2}\,s^{-1}}$$

n_{RC} densidad de partículas relativistas

MECANISMO DE FERMI (cont.)

En la región *pre-shock*, un rayo cósmico con velocidad *v* (en el sistema del laboratorio) que forma un ángulo θ , se acercará al shock con velocidad $V_s + v\cos(\theta)$ en el sistema del shock.
A fin de que pueda cruzar el shock:

$$\cos(\theta) > -\frac{V_s}{v}$$



Suponiendo que los rayos cósmicos en la región *pre-shock* son isotrópicos, la razón a que las partículas **cruzan**
desde la región *pre-shock* a la *post-shock* es:

$$r_{\text{cruce}} = n_{\text{RC}} \frac{1}{4\pi} \int_{-V_s/v}^{1} (V_s + v\cos(\theta))\, 2\pi\, d(\cos(\theta))$$

$$r_{\text{cruce}} \approx n_{\text{RC}} \frac{v}{4} \quad \text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$$

La probabilidad de cruzar el shock una vez y luego escapar de la región *post-shock* es:

$$P_{\text{escape}} = \frac{r_{\text{per}}}{r_{\text{cruce}}} \approx 4\frac{V_s}{\xi v}$$

$$r_{\text{per}} = n_{\text{RC}} \frac{V_s}{\xi} \quad \text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$$

MECANISMO DE FERMI (cont.)

La probabilidad de que la partícula sea deflectada en la región *post-shock* y vuelva al shock es:

$$P_{\text{regreso}} = 1 - P_{\text{escape}}$$

Por lo tanto, la probabilidad de que cruce el shock *n* o más veces es:

$$P_{(\text{cruce}>n)} = (1 - P_{\text{escape}})^n$$

Como el incremento fraccional de energía por cruce es $\Delta E / E$, la energía luego de cruzar *n* veces es:

$$E = E_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)^n$$

E_0 Energía inicial

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3}\left(\frac{\xi - 1}{\xi}\right)\frac{V_s}{c}$$

Tomando logaritmos:

$$\ln(E / E_0) = n \ln\left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)$$

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln\left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)}$$

MECANISMO DE FERMI (cont.)

Para derivar el espectro, notamos que su integral (número de partículas con energía mayor que *E*) es:

$$J(>E) \propto (1-P_{\text{escape}})^n$$

Donde

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln\left(1+\frac{\Delta E}{E}\right)}$$

$$J(E) = k\,(1-P_{\text{escape}})^{\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+\Delta E/E)}}$$

Donde k es cte.

$$\ln(J(E)) = k' + \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+\Delta E/E)}\ln(1-P_{\text{escape}})$$

$$k' = \ln(k)$$

$$P_{\text{escape}} = \frac{r_{\text{per}}}{r_{\text{cruce}}} \approx 4\frac{V_s}{\xi v}$$

$$\ln(J(E)) = k'' - (\Gamma - 1)\ln(E)$$

Donde:

$$\Gamma = 1 - \frac{\ln(1-P_{\text{escape}})}{\ln(1+\Delta E/E)} = 1 - \frac{\ln\left(1-\frac{4V_s}{\xi v}\right)}{\ln\left(1+\frac{4}{3}\frac{\xi-1}{\xi}\frac{V_s}{c}\right)}$$

MECANISMO DE FERMI (cont.)

Teniendo en cuenta que si $x \approx 0$, resulta:

$$\ln(1+x) \approx x - \frac{x^2}{2} + \cdots$$

$$\ln(1-x) \approx -x - \frac{x^2}{2} - \cdots$$

Aplico esta aprox. a:

$$\Gamma = 1 - \frac{\ln(1-P_{\text{escape}})}{\ln(1+\Delta E/E)} = 1 - \frac{\ln\left(1-\frac{4V_s}{\xi v}\right)}{\ln\left(1+\frac{4}{3}\frac{\xi-1}{\xi}\frac{V_s}{c}\right)}$$

$$\Gamma = 1 - \frac{-\frac{4V_s}{\xi v}}{\frac{4}{3}\frac{\xi-1}{\xi}\frac{V_s}{c}}$$

$$\Gamma = 1 - \frac{3}{\beta(\xi-1)}$$

Donde: $\beta = \frac{v}{c} \approx 1$

$$\Gamma = \frac{\xi-1+3}{\xi-1}$$

$$\Gamma = \frac{\xi+2}{\xi-1}$$

MECANISMO DE FERMI (cont.)

Luego, el espectro de rayos cósmicos en forma integral que emerja de la fuente luego de *n* cruces será:

$$\ln(J(E)) = k'' - (\Gamma - 1)\ln(E) \Rightarrow J(>E) = \text{cte}\, E^{-(\Gamma-1)}$$

Y en forma diferencial :

$$J(E) = \text{cte}\, E^{-\Gamma}$$

LEY DE POTENCIAS

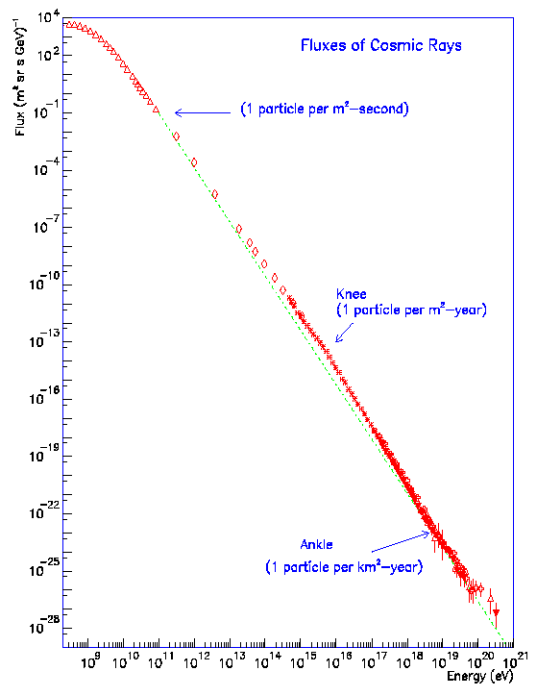
Para una onda de choque fuerte: $\xi = 4 \Rightarrow \Gamma = 2$

$$\Gamma = \frac{\xi + 2}{\xi - 1}$$

El hecho que el espectro observado sea $J(E) = \text{cte}\, E^{-2.7}$

se explica a través de los efectos de difusión de las partículas en el medio interestelar.

El espectro de rayos cósmicos observado se más empinado por el escape de rayos cósmicos de la galaxia que depende de la energía de los mismos.



Fuentes astrofísicas
en las que se forman ondas de choque

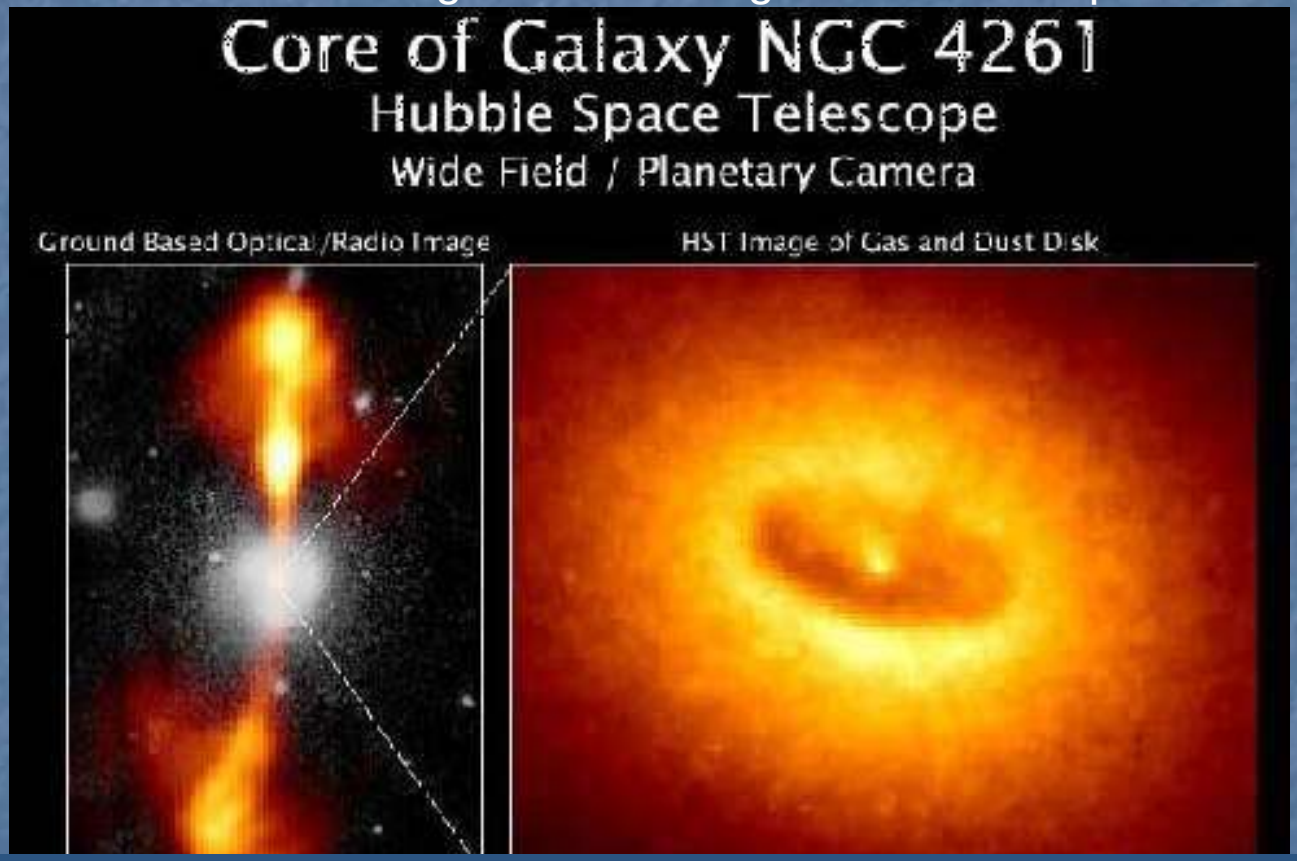
Al formarse ondas de choque, las partículas pueden ser aceleradas hasta velocidades relativistas.

Estas fuentes incluyen:

1) Jets en núcleos galácticos activos (AGNs)
2) Jets en microquásares (MQs)
3) Lóbulos y manchas calientes (*hot-spots*) de radio galaxias
4) Estrellas tempranas con vientos poderosos
5) Sistemas binarios con colisión de vientos estelares
6) Asociaciones de estrellas masivas
7) Cúmulos de galaxias
8) Eruptores de rayos gamma (GRBs)
9) Choques de nubes de alta velocidad con el medio interestelar

1) Jets en núcleos galácticos activos (AGNs)

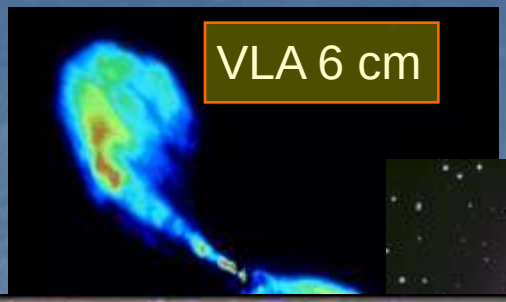
Los núcleos galácticos activos son núcleos embebidos en galaxias que pueden ser muy brillantes y altamente variables en comparación al resto de la galaxia.
Presentan emisión electromagnética a lo largo de todo el espectro.

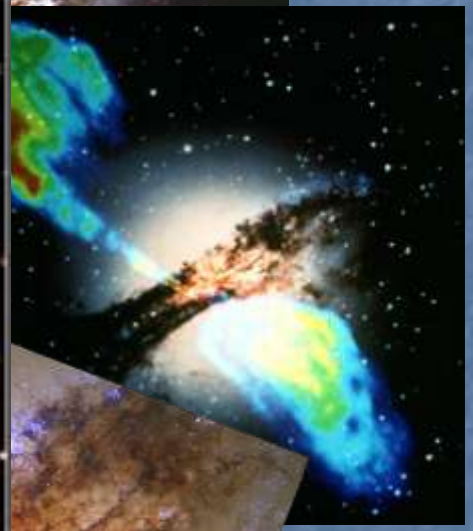


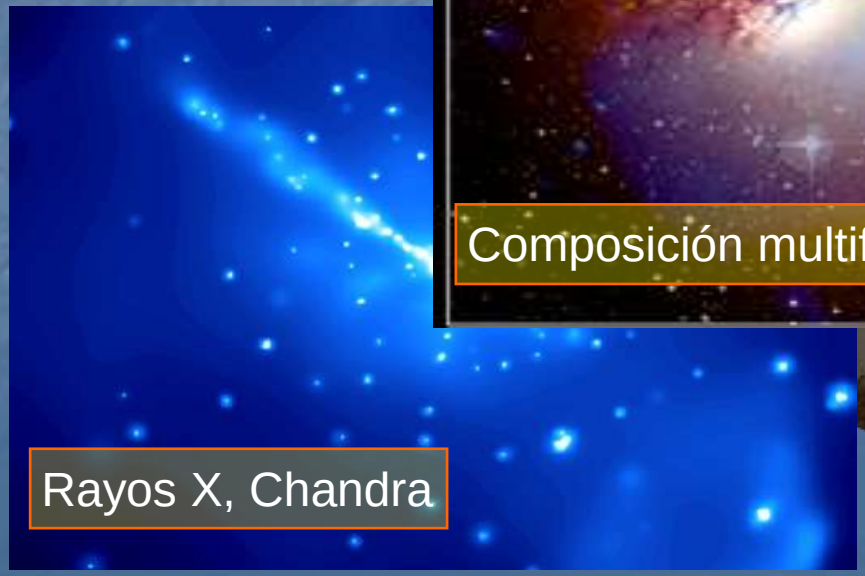
Los modelos de AGNs consideran la presencia de agujeros negros supermasivos en el centro de las galaxias. Las mismas proveen material que es acretado sobre el agujero negro liberando gran cantidad de energía gravitacional.

Agujeros negros supermasivos

Centaurus A es una de las radio fuentes más brillantes y cercanas, situada a tan solo 3 Mpc







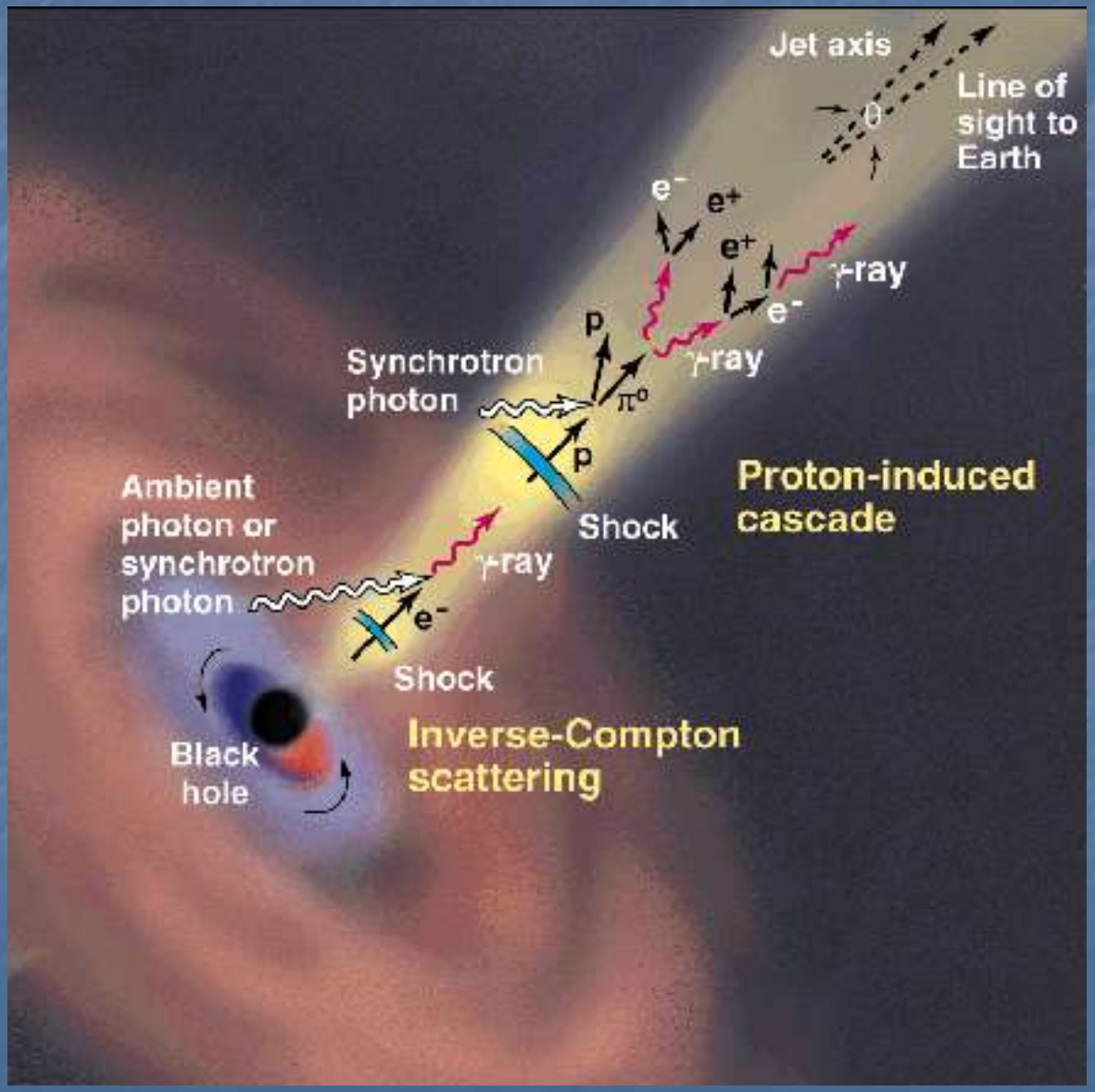
Modelo estándar de jet relativista

Jet Relativistas en AGN

- Originados a partir de la acreción de materia en torno a agujeros negros supermasivos
- Están formados por plasma (pares electrón+positrón o electrón+protón) con energía interna y velocidades *relativistas*
- Campo magnético arrastrado del disco probablemente colima y acelera el plasma

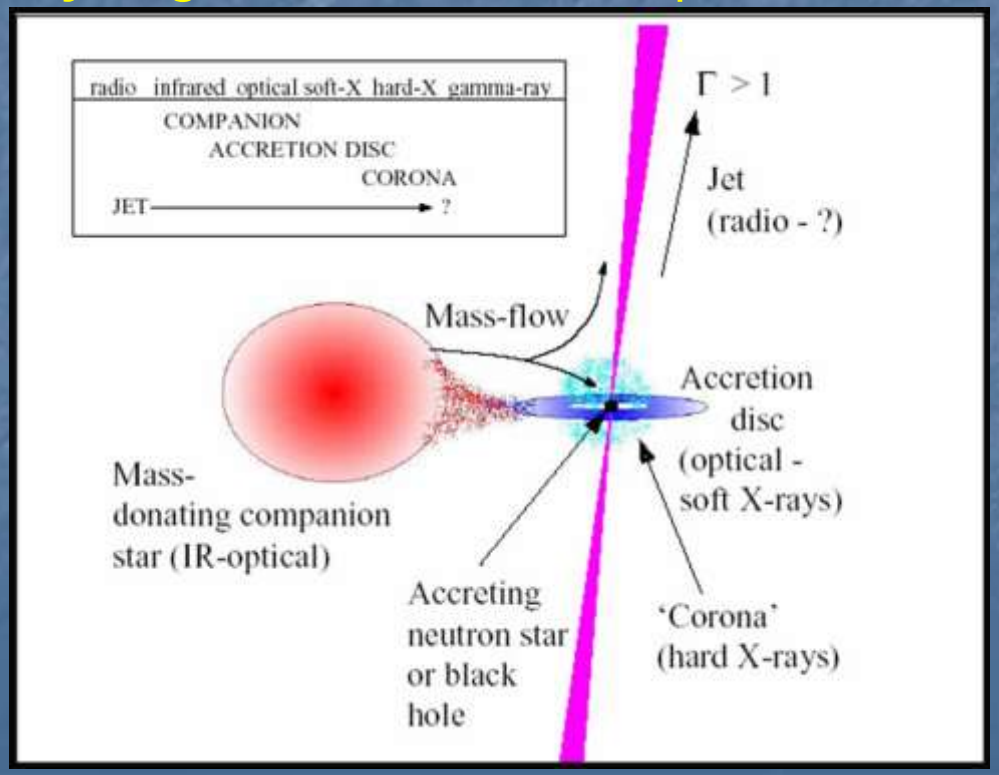
Shocks en jets de núcleos galácticos activos:

Se consideran dos posibles escenarios para la producción de rayos gamma: modelos Synchrotron-Compton o cascadas inducidas por protones



2) Jets en microquáres

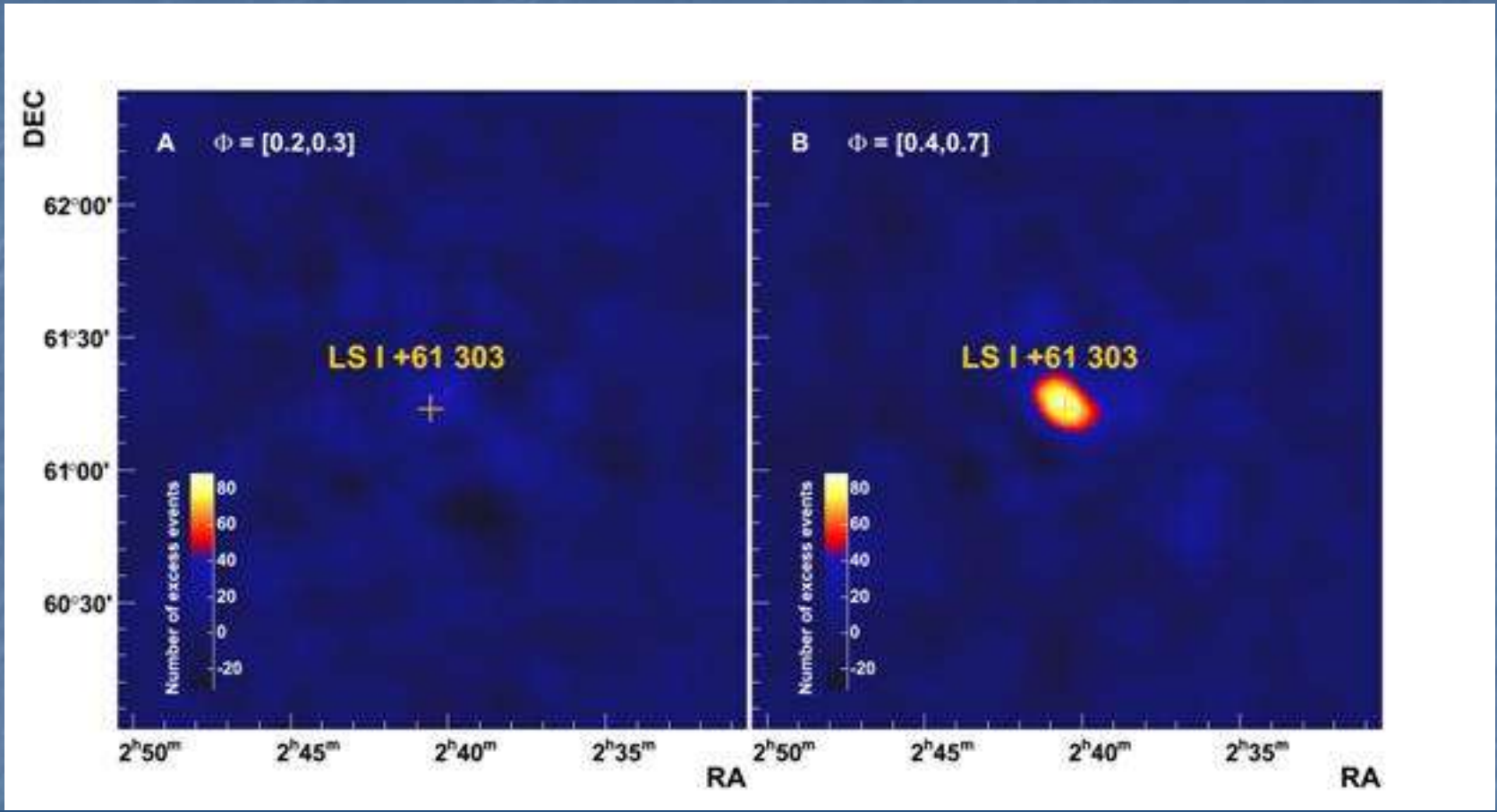
- Sistemas binarios formados por una estrella y un objeto compacto.
- La materia de la estrella es acretada por el objeto compacto formando un disco de acreción que emite en rayos X.
- Sobre el eje de rotación del sistema se forman y coliman jets relativistas que pueden ser detectados en radio, debido a su emisión sincrotrón.
- Si el jet posee hadrones relativistas, las interacciones p-p con protones del viento de la estrella compañera pueden dar lugar a la **emisión de rayos gamma** en los microquasars de alta masa.



Candidatos firmes a emisores de rayos gamma en el rango 100 MeV – 10 GeV:

LS 5039 y LS I+61 303

Microquasar LS I+61 303 detectado por MAGIC



Mapa de rayos gamma alrededor de la localización de LS I +61 303 durante dos momentos diferentes del ciclo orbital. A) En el periastro, es decir, cuando la estrella masiva y la estrella de neutrones están más próximas la una de la otra. En este caso, no se observa un flujo apreciable de rayos gamma. B) Un tercio de la órbita después del periastro, el flujo de rayos gamma es claramente visible.

3) Radiogalaxias: jets y lóbulos en radio

- Las radio galaxias son usualmente galaxias elípticas gigantes que radían fuertemente en la banda radio con luminosidades de 10^{40} to 10^{45} erg/s.
- El espectro en radio es no térmico y se origina a partir de la radiación sincrotrón de los electrones. La fuente de esta radiación es en jets y lóbulos en radio.
- La fuente de potencia de las radiogalaxias son, como en el caso de AGNs, un agujero negro supermasivo. Las radio galaxias más brillantes conocidas son Centaurus A, Cygnus A y Virgo A.

Cen A: Composición multifrecuencia

Radiogalaxias: jets, lóbulos en radio y *hot spots*

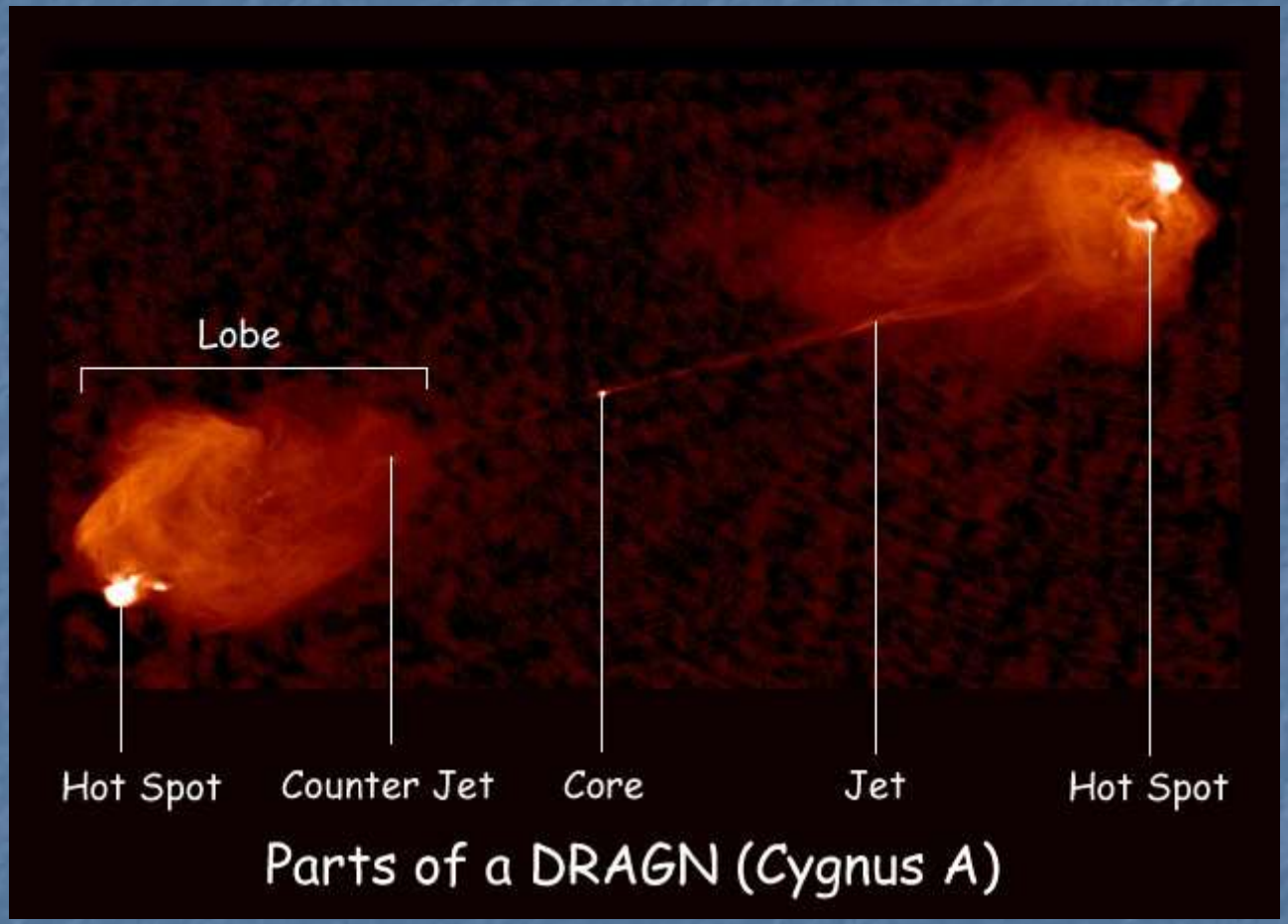
- Cuando los jets penetran el material circundante, arrastran la materia que encuentran a su paso y pierden energía cinética.

- Los jets deben atravesar diferentes zonas: la materia cerca del núcleo activo, el medio interestelar de la galaxia, el halo externo de la galaxia, el medio intracúmulo o intergaláctico.

- Los jets forman shocks observados como intensos emisores "Hot Spots". Estos Hot Spots y la materia arrastrada a lo largo del jet forman un lóbulo en radio, que pueden ser más grandes que la galaxia misma (~60 kpc en diámetro). Los lóbulos radían fuertemente en la banda radio y el proceso radiativo es el mismo que en el jet: radiación sincrotrón.
Su energía total puede llegar a ser de 10^{60} erg.

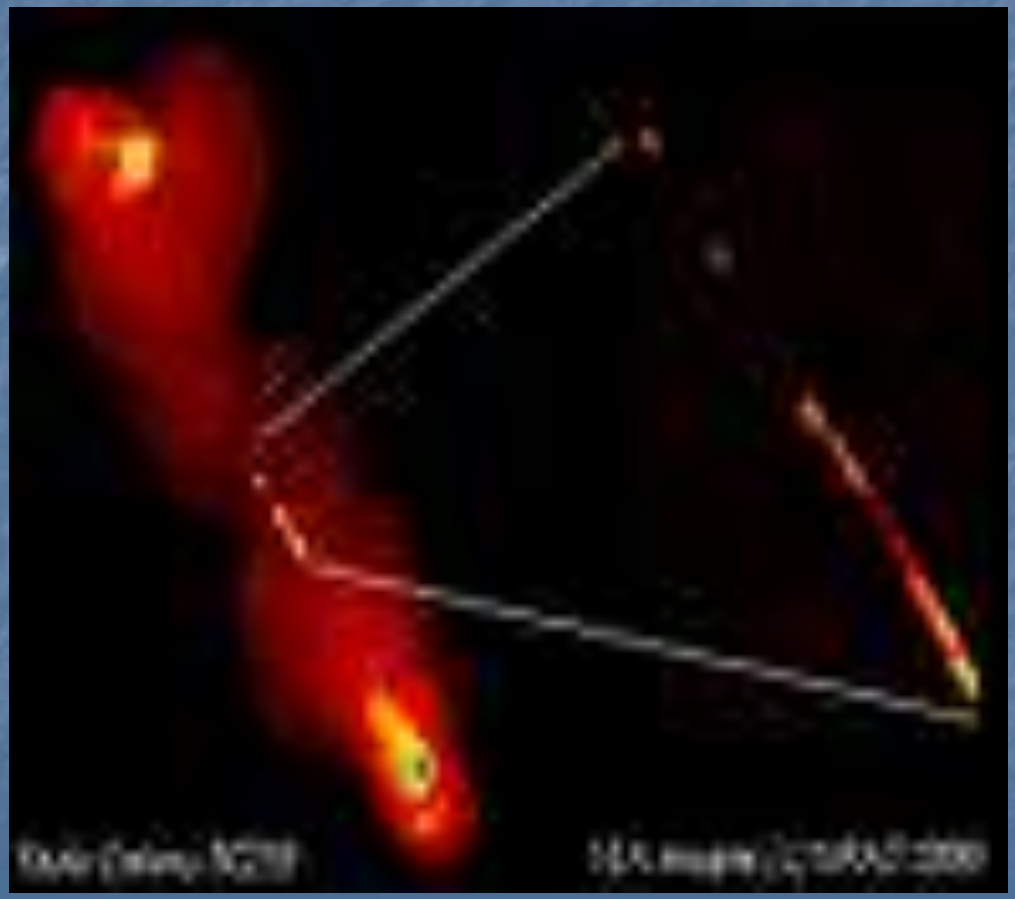
- Las radio galaxias que poseen lóbulos se denominan DRAGNs (double radio source asociada al AGN).

Radiogalaxias: jets, lóbulos en radio y *hot spots*

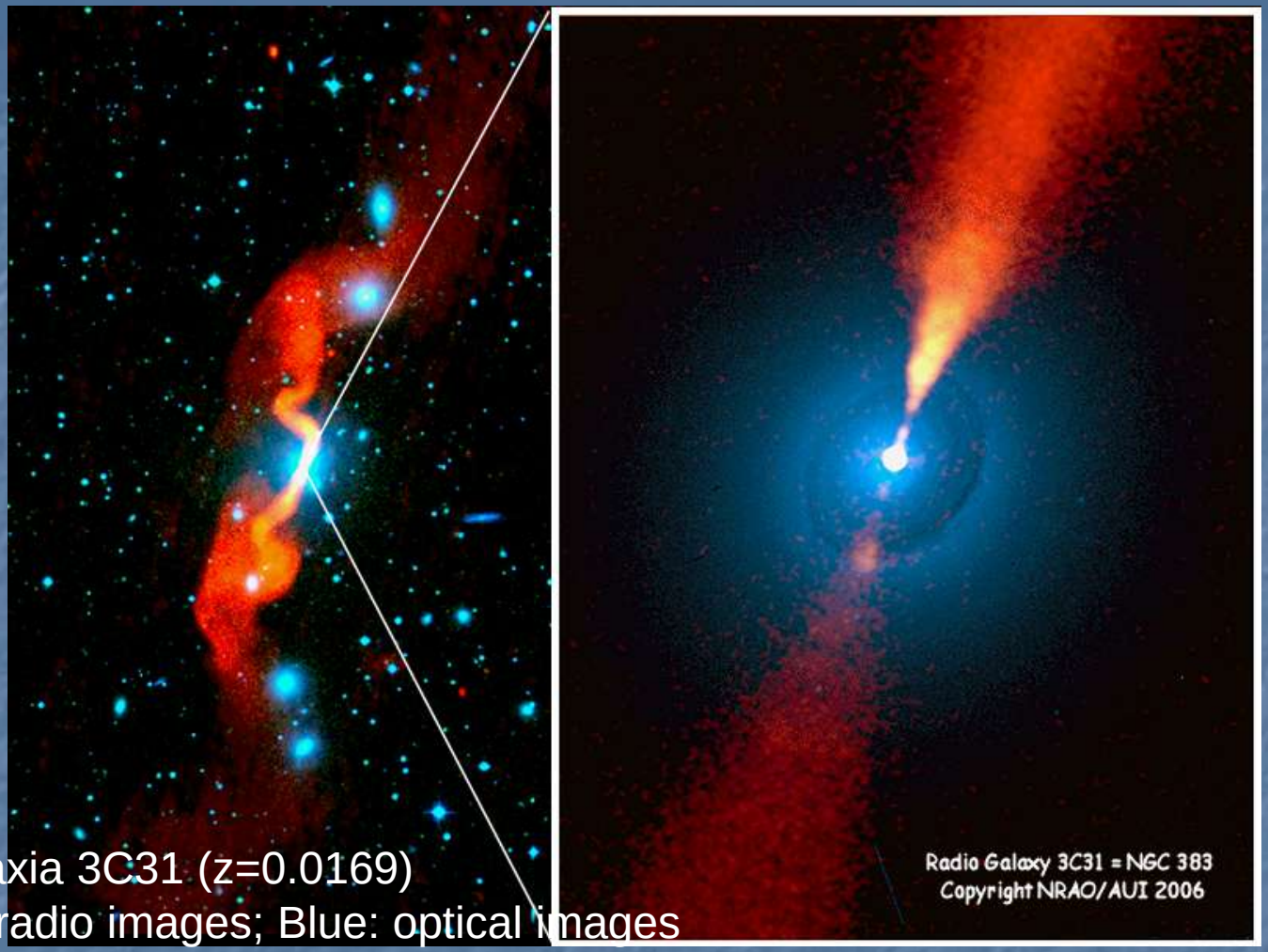


Radiogalaxias: jets, lóbulos en radio y *hot spots*

(double-lobed) radio galaxy 3C219 a redshift z=0.1745 con lóbulos extendiéndose varios cientos de parsecs conteniendo “hot spots”.

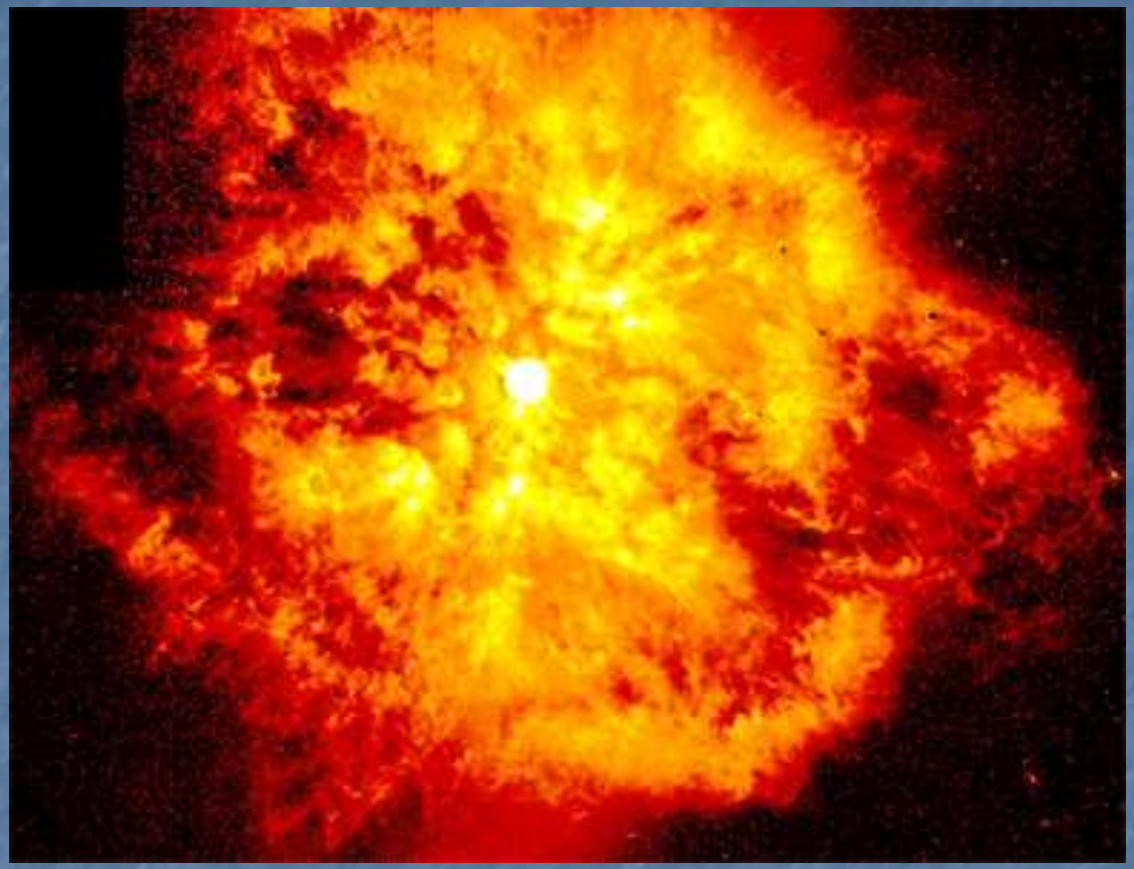


Radiogalaxias: jets, lóbulos en radio y *hot spots*



Radio galaxia 3C31 (z=0.0169)
Red: VLA radio images; Blue: optical images
Left: VLA 21cm image at 5.5 arcsec FWHM resolution superposed on Palomar Sky Survey blue image
Right: VLA 3.6cm radio image at 0.25 FWHM arcsec resolution superposed on Hubble Space Telescope WFPC2 image
Dusty elliptical host galaxy

4) Estrellas tempranas con vientos poderosos

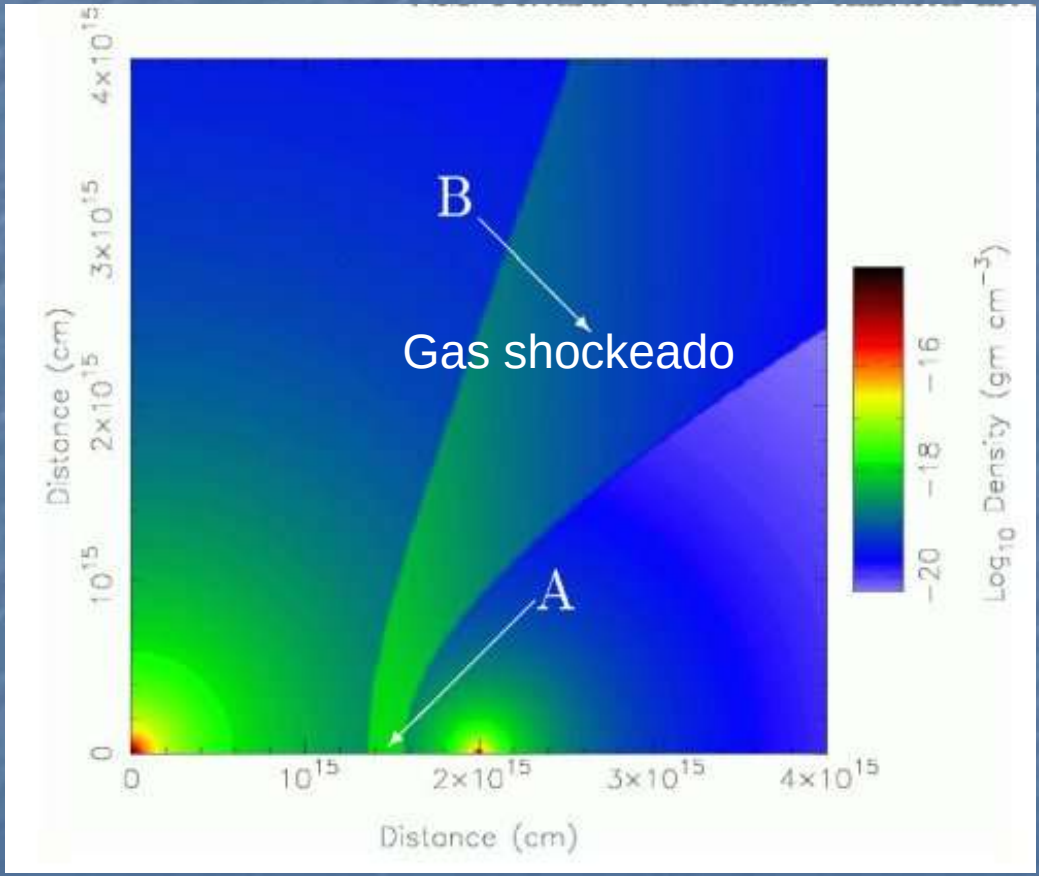


Algunas estrellas, como la Wolf Rayet 124 (imagen de HST), tiene enormes vientos estelares que resultan en ondas de choque similares a las producida por explosiones de supernovas, y potencialmente capaces de acelerar partículas a altas energías
Nebulosa alrededor de la estrella: M1-67

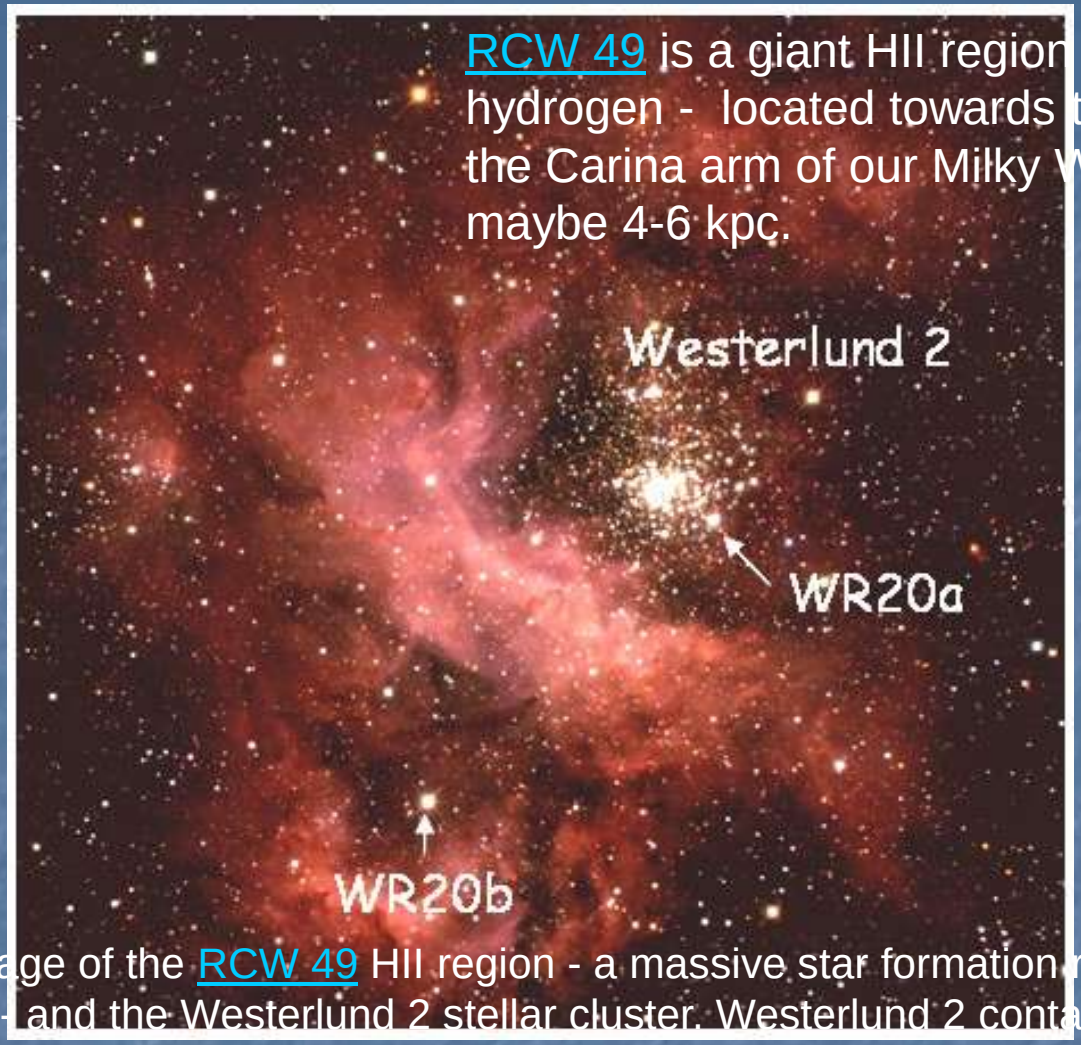
Viento de la estrella L.L. Orionis colisionando con la nebulosa de Orión (imagen de HST).

5) Colisión de vientos en estrellas binarias

Algunas de las estrella temprana tipo O y WR se encuentran en sistemas binarios.
Una de las estrellas del par tendrá vientos menos potentes.
La colisión de los dos vientos provoca una onda de choque.



Modelo que muestra la interacción de vientos de estrellas en un sistema binario.



RCW 49 is a giant HII region - a cloud of ionized hydrogen - located towards the outer edge of the Carina arm of our Milky Way, at a distance of maybe 4-6 kpc.

Infrared/optical image of the RCW 49 HII region - a massive star formation region about 300-400 light years across - and the Westerlund 2 stellar cluster. Westerlund 2 contains a number of Wolf-Rayet stars, among them WR 20b and WR 20a, a binary system of two 70-solar-mass Wolf-Rayet stars in a tight orbit. their winds collide with relative speeds of order 1000 km/s. Massive binary systems are therefore likely sources of high-energy gamma rays, produced either by inverse-Compton scattering of accelerated electrons, or by acceleration of nuclei followed by collisions with ambient material and gamma-ray production via the decay of pions created in the collision (Reimer, Pohl und Reimer 2006, Bednarek 2005).

6) Asociación de estrellas masivas

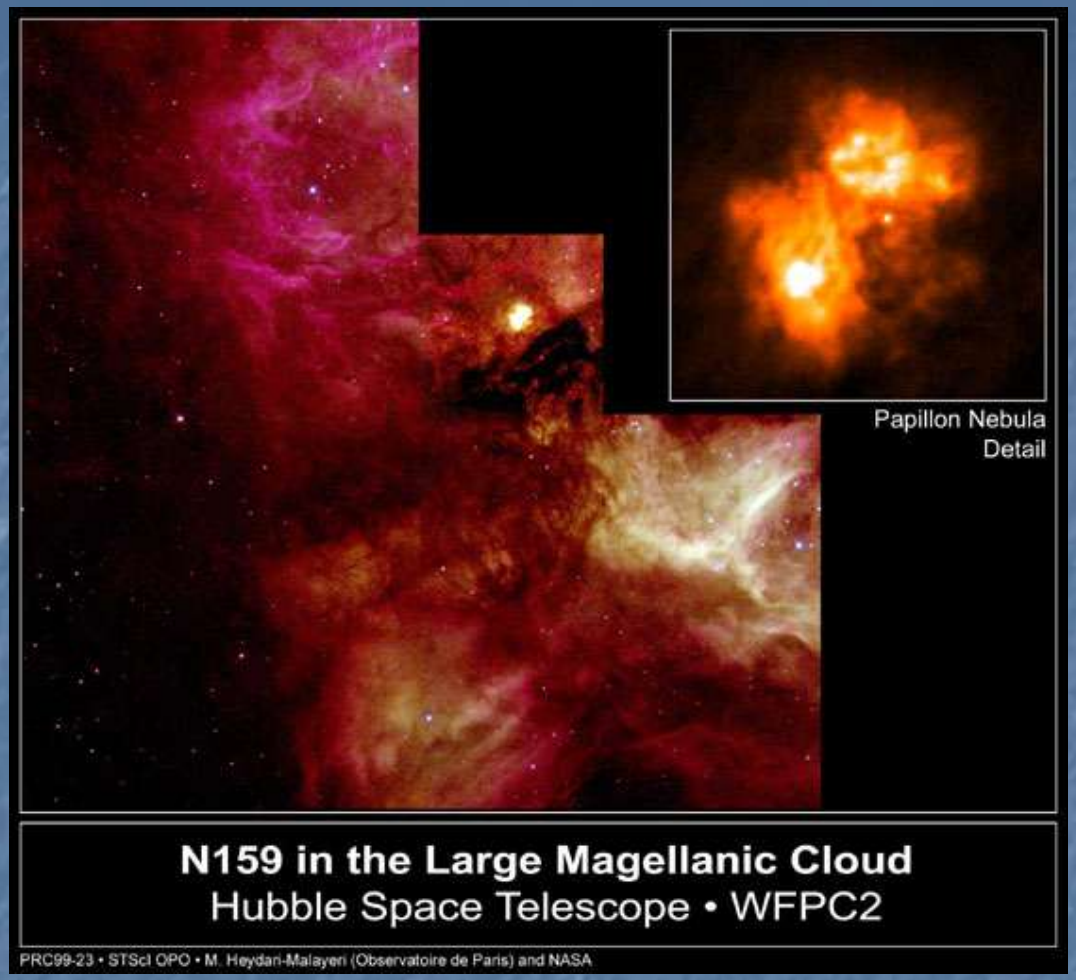


Imagen de N159 en la Nube Mayor de Magallanes tomada por el HST.
Los vientos estelares de estrellas masivas formadas recientemente generan arcos y filamentos en las nubes. La nebulosa generada tiene forma dipolar: posiblemente, el gas eyectado por las estrellas masivas es ocultado por la absorción central.

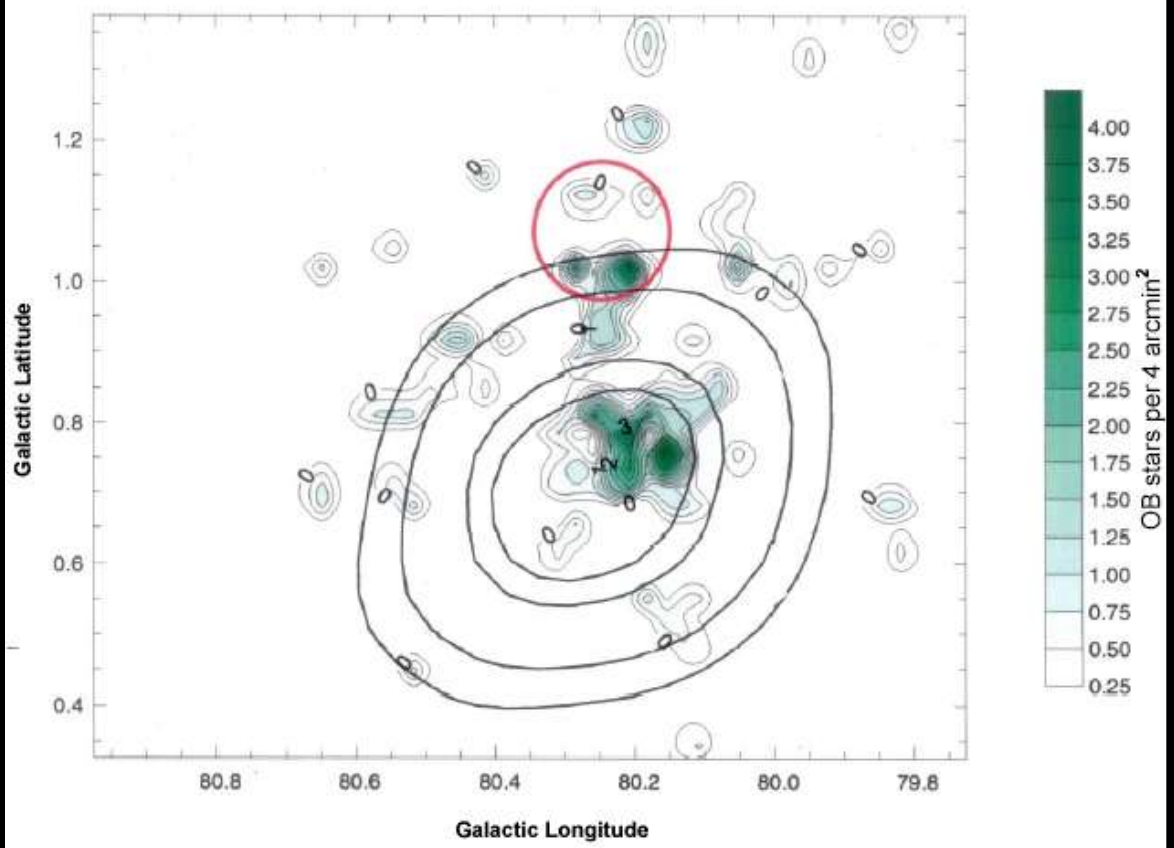


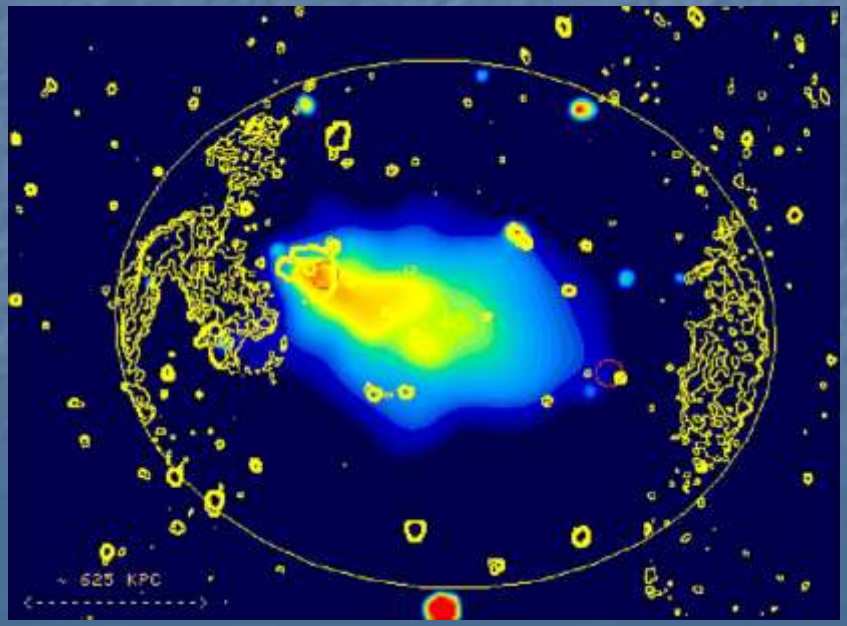
Fig. 1: Distribution of 110 *cataloged* OB stars in Cyg OB2 shown as a surface density plot (stars per 4 arcmin^2). Note that many stars in Cyg OB2 remain uncataloged – the total number of OB stars alone is expected to be ~2600 (Knodlseder 2002). The thick contours show the location probability contours (successively, 50%, 68%, 95%, and 99%) of the MeV-GeV range EGRET γ-ray source 3EG 2033+4118 (Hartman et al., 1999). The red circle outlines the 5.6' radius extent of the diffuse TeV source TeV J2032+4131 reported by HERGA (Rowell et al. 2002; Aharonian et al., 2002)

HEGRA Collaboration discovers the first unidentified TeV source close to the most massive star formation region in the Galaxy

7) Cúmulos de galaxias

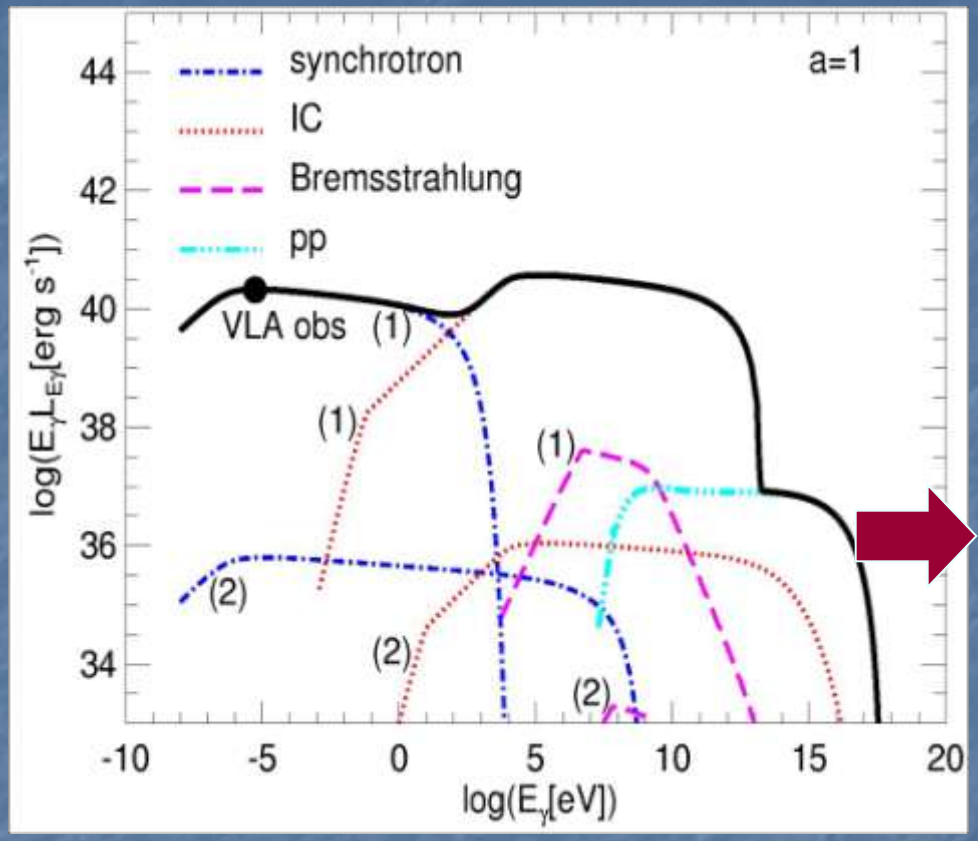
- Los más grandes sistemas virializados en el Universo, con profundos pozos de potencial, determinados por la materia oscura, en los cuales quedan atrapados las galaxias y el medio intracúmulo.
- Medio Intracúmulo: gas caliente y difuso calentado por shocks de acreción cuando gas de relativamente baja temperatura se incorpora al cúmulo.

Los **shocks generados durante la formación y fusión de cúmulos de galaxias** son sitios potencialmente interesantes para la **aceleración de partículas de alta energía por el mecanismo de Fermi**, incluyendo electrones y protones



The rich cluster of galaxies Abell 3376 has been detected by *ROSAT* and *XMM*-Newton through its X-ray emission revealing strong evidence for merger activity of subclusters.

Cúmulo de galaxias A3376



decay from *pp* interactions contribute to the gamma-ray emission, being its luminosity smaller than that of IC interactions because of the low density of thermal protons at the location of radio relics

IC photons from cluster Abell 3376 could be detected by gamma-ray instruments such as GLAST satellite and the Cherenkov telescope HESS II, which operates in the ranges ~100 MeV to ~100 GeV, and 0.1 to 10 TeV, respectively