#### Distribución de energía de las partículas de rayos cósmicos:



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

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

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

Los aceleradores que produzcan rayos cósmicos deben satisfacer este presupuesto energético 1 Candidatos para fuentes de rayos cósmicos: Caracterizados por la presencia de campo magnético  $\vec{B}$ y campo eléctrico  $\vec{E}$ 

Púlsares
Remanentes de Supernovas

Los principales componentes de las galaxias normales son estrellas, gas y polvo.

Las estrellas proveen la mayor parte de la masa de las galaxias, y en consecuencia, son responsables de las fuerzas auto-gravitatorias que convierten a las galaxias en una asociación estable de estrellas.

El espacio entre estrellas es el *medio interestelar*. El gas y el polvo juegan un papel fundamental en proveer el material a partir del cual se forman las nuevas generaciones de estrellas, y también proveen el lugar donde se aloja temporariamente la masa eyectada por las estrellas durante el transcurso de su evolución y de los restos expulsados por las estrellas que mueren.

Si graficamos la relación entre cantidades que son equivalentes a la luminosidad y temperatura superficial de las estrellas

se encuentra que ...

las estrellas ocupan regiones muy específicas en el diagrama luminosidad-temperatura, conocido como diagrama Hertzprung-Russell (H-R), o equivalentemente, diagrama color-magnitud.



Los espectros de las estrellas se ven muy similares a las curvas de radiación de un cuerpo negro de distintas temperaturas, dentro de un rango comprendido entre unos pocos miles de Kelvin a  $\sim$  50,000 Kelvin.

La variación de color de las estrellas es una consecuencia directa de sus temperaturas superficiales.

Las estrellas frías (i.e., tipos espectrales K y M) radían la mayor parte de su energía en la región roja e infrarroja del espectro electromagnético y, por lo tanto, se las ve rojas,

mientras que las estrellas calientes (i.e., tipo espectral O y B) emiten mayormente en longitudes de onda correspondientes al azul y ultravioleta, lo que hace que aparezcan azules o blancas.

### EVOLUCIÓN ESTELAR Una estrella es un objeto en el cual la fuerza de gravedad, que la hace colapsar, es balanceada por el gradiente de del gas caliente dentro de la estrella.

En todas las estrellas estables, se mantiene este equilibrio hidrostático

$$\frac{dP}{dr} = -G\frac{M_r\rho}{r^2} = -\rho g \qquad g = \frac{GM_r}{r^2}$$

La fuente de energía para mantener el gradiente de presión es la generación de energía nuclear que ocurre en sus centros. Esto ocurre para estrellas en la secuencia principal, y ramas gigante y horizontales.



#### **DIAGRAMA H-R:** secuencia principal

Vemos que la mayoría de las estrellas se encuentran a lo largo de una región bien definida que se extiende del extremo inferior derecho al extremo superior izquierdo, conocida como la secuencia principal.

Lo que distingue a las estrellas a lo largo de esta secuencia es su masa.

Las estrellas más masivas se encuentran en la parte superior de la secuencia principal, mientras que las menos masivas están en el extremo inferior de esta secuencia.

El Sol se encuentra aproximadamente en el medio de la secuencia y es una estrella ordinaria.

# The Main Sequence

There is a lower limit to the mass of star  $\sim 0.08 \text{ M}_{sun}$ not hot enough for fusion in the core. There is an upper limit to the mass of star  $\sim 100 \text{ M}_{sun}$ unstable to mass loss.



Mass increases along the MS As mass increases, P and T in core increase

Notice large range in luminosity  $(10^{-4} - 10^{6} L_{sun})$ 

Higher T, get higher reaction rate, more luminosity, deplete H in core faster

MS lifetime depends on mass

# The Main Sequence



For 1  $M_{solar}$  star MS ~10<sup>10</sup> yrs

For 10  $M_{solar}$  star MS ~30 x 10<sup>6</sup> yrs

For 0.5  $M_{solar}$  star MS  ${\sim}6 \times 10^{10}$  yrs

# The Main Sequence

All stars on the MS are fusing H into He low mass stars – proton-proton chain high mass stars – CNO cycle

Low mass stars < 8 M<sub>solar</sub> do not fuse beyond He end state of evolution **planetary nebula and CO white dwarf** 

High mass stars > 11 M<sub>solar</sub> fuse to the iron peak end state of evolution **Type II SN and neutron star/black hole** 

As we discuss phases of evolution- core and envelope of star

core (~ inner 10% of mass)

envelope

## Massive stars

Stars with mass >11 M<sub>solar</sub> Cores reach temperatures hot enough to fuse beyond C and Ne Go through several core/shell phases



Si fusion results in a core made mostly of Fe surrounded by concentric shells of Si, O, Ne, C, He and H.

As the collapse of the core proceed, the densities and temperatures become sufficiently great for the Inverse Beta-decay process to become dominant.

En las estrellas más masivas (M>10M<sub>o</sub>), es posible que los procesos nucleares ocurran hasta dar lugar a la formación de Fe.

En estrellas menos masivas, el flash de oxígeno que ocurre cuando comienza la combustión de O en el núcleo, puede dar lugar a la disrupción de la estrella.

En cualquier caso, al final de la fase de evolución estelar, el núcleo de la estrella se queda sin combustible nuclear, y colapsa hasta que se alcanza algún tipo de soporte por presión que le permita alcanzar una nueva configuración de equilibrio.

Existen tres tipos de "estrellas muertas". En ninguno de los tres casos hay generación nuclear de energía.

Una forma de estrella muerta es una "enana blanca", cuya presión interna es provista por la presión de degeneración de los electrones.

**Materia degenerada** es aquella en la cual una fracción importante de la presión proviene del principio de exclusión de Pauli, que establece que dos fermiones no pueden tener los mismos números cuánticos.

Una enana blanca tiene una masa aproximadamente igual a la masa del Sol o menor.

Esta presión detendrá el colapso gravitacional de la estrella si su masa está por debajo del límite de Chandrasekhar: 1.4M<sub>o</sub><sup>33</sup>

Las enanas blancas son el punto final de la evolución del núcleo de estrellas con masas M  $\approx$  M<sub> $\odot$ </sub>.

Las estrellas con masas mayores que 3 – 4  $\rm M_{\odot}$  probablemente terminen sus vidas catastróficamente en explosiones de supernovas, en las cuales se forman estrellas de neutrones o agujeros negros.

Es probable que los agujeros negros que se formen sean los remanentes de las estrellas más masivas con masas M >  $10M_{\odot}$ .

# Type II Supernovae

Core will continue to collapse until density is ~ nuclear density Nuclear forces resist further collapse and core rebounds This send a shock wave through the infalling envelope This reverses collapse Envelope is expelled at high velocity (> 10,000 km/s)



Leaves a remnant neutron star or black hole depends on mass of remaining core

neutron star supported by degeneracy pressure

black hole complete collapse

Una segunda posibilidad para el final de una estrella es la "estrella de neutrones".

En este caso, la presión interna es provista por la <u>presión de degeneración de los neutrones</u> y la <u>presión debida a la parte repulsiva de la interacción fuerte</u> entre bariones.

La fuerza nuclear no es enteramente atractiva, ya que para distancias muy pequeñas es repulsiva; de ese modo se evita que el núcleo atómico colapse.

Estas estrellas son muy compactas, con masas del orden de la masa del Sol y radio de aproximadamente 10 km. (Radio del Sol: 695.000 km)

Las estrellas de neutrones han sido encontradas en dos formas.

 1) En la primera, son los cuerpos de los "pulsares" en radio, que son estrellas de neutrones magnetizadas.
 Las mismas emiten pulsos muy intensos de radiación en radio, uno por cada período de rotación (que es del orden del segundo).

2) En el segundo caso, son las estrellas secundarias compactas "invisibles" de fuentes binarias de rayos-X, en las cuales los rayos X son producidos por el material que cae de la estrella primaria normal masiva sobre la estrella de neutrones; este proceso se conoce como acreción.

La tercera posibilidad es que la estrella colapse en un agujero negro.

Las enanas blancas y estrellas de neutrones no pueden tener masas superiores a  $3 \rm M_{\odot}$ . Para masas mayores, la única configuración estable es como cuerpo negro.

Así, se espera que si un núcleo estelar masivo con masa  $M>3M_{\odot}$  colapsa, entonces se forma un agujero negro a menos que haya algún mecanismo por el cual se pierda masa

efectivamente de modo que se pueda formar una estrella de neutrones o enana blanca estables.

**ESTRELLAS DE NEURONES** Se trata de estrellas colapsadas donde la presión de la gravedad es sostenida por la presión de degeneración de los nucleones.

El tamaño típico de estas estrellas es de

 $R_* \cong 10^6 \,\mathrm{cm}$ 

y su masa

 $M_* \cong 1,4 \,\mathrm{M_o}$ 

Esto hace que su densidad sea

$$\rho_{\rm EN} \approx \frac{M_*}{4/3\pi R_*^3} \approx \frac{1.4 \times 1.99 \times 10^{33} \,\text{g}}{4/3\pi 10^{18} \,\text{cm}^3} \approx 6.6 \times 10^{14} \,\text{g} \,\text{cm}^{-3} = 6.6 \times 10^{17} \,\text{kg} \,\text{m}^{-3}$$

Al colapsar, las estrellas arrastran su campo magnético, por lo que las estrellas de neutrones resultantes están magnetizadas y en rotación rápida.

El campo resultante es dipolar:

Campo magnético superficial típico

$$B \cong 10^{12} \,\mathrm{G}$$



### **ESTRELLAS DE NEURONES: internal structure**



Capa superficial: Región con densidad

A estas grandes densidades, la materia consiste en polímeros de Fe. En presencia de fuertes campos magnéticos, los átomos se vuelven cilíndricos. La materia se comporta como un sólido unidimensional de alta conductividad paralela al campo magnético, y conductividad esencialmente nula perperdicular a él.

 $10^9 \, kg \, m^{-3}$ 

### **ESTRELLAS DE NEURONES:** internal structure Outer crust:



Región con densidad

 $10^9 \, kg \, m^{-3} < \rho < 10^{14} \, kg \, m^{-3}$ 

Región sólida compuesta de materia similar a la encontrada en enanas blancas: núcleos pesados embebidos en un gas relativista degenerado de electrones.

Cuando las energías de estos electrones es suficientemente alta se produce decaimiento Beta inverso, aumentando el número de neutrones. 42

#### **ESTRELLAS DE NEURONES: internal structure**

Si los núcleos se vuelven muy ricos en neutrones, comienzan a romperse: neutron drip



Inner crust: Región con densidad

 $4.3 \times 10^{14} \, kg \, m^{-3} < \rho < 2 \times 10^{17} \, kg \, m^{-3}$ 

Red de núcleos ricos en neutrones junto con neutrones libres degenerados y gas relativista degenerado de electrones.

A medida que la densidad aumenta, más y más núcleos se disuelven y el fluido de neutrones provee la mayoría de la presión.



### **PÚLSARES**

A fin de buscar posibles aceleradores galácticos de rayos cósmicos podríamos comenzar preguntándonos si hay sistemas astrofísicos capaces de manifestar grandes diferencias de potencial que permitan una aceleración electrostática de partículas cargadas.

Los púlsares son sistemas de este tipo. Fueron descubiertos en 1967 por Hewish and Bell (Hewish et al. 1968).

Se trata de estrellas colapsadas magnetizadas en rápida rotación.

Principales características de los púlsares:
> pulsos de períodos cortos y muy estables
> emisión en radio polarizada

$$P = 2\pi / \Omega \simeq 10^{-3} - 3 \,\mathrm{s}$$

 $\Omega$  Momento angular de rotación

Los **pulsos en radio** se observan cuando el eje del campo magnético de la estrella y su eje de rotación están *desalineados*.

Los pulsos se originan a partir de los haces de emisión en radio emitida a lo largo del eje magnético.

La velocidad con la cual se modifica el período de los pulsos puede usarse para derivar una estimación de la edad del púlsar. Eje de rotación



#### Si una esfera magnetizada rota, las cargas sobre

#### ella experimentarán una fuerza de Lorentz

$$\vec{F} = \frac{e}{c}(\vec{v} \times \vec{B}), \quad \vec{v} = \vec{\Omega} \times \vec{r}$$

Estas fuerzas son muy fuertes y exceden ampliamente la fuerza de

atracción gravitatoria

$$\frac{e}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) \left/ \left(\frac{GM m_e}{r^2}\right) \approx e \Omega r^3 / GM m_e \approx 10^{12}$$

Para el pulsar en "Crab nebula"

La estructura de la magnetosfera de la estrella de neutrones esta completamente dominada por las fuerzas electromagnéticas

Esto hará que las cargas se separen originando un campo eléctrico

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B}$$

existe un plasma totalmente conductor rodeando a la estrella de neutrones, y las corrientes eléctricas pueden fluir en la magnetosfera. Existe un cierto radio, llamado "cilindro de luz" o "radio de corrotación", para el cual la velocidad de rotación del material que se mueve con la estrella de neutrones es igual a la velocidad de la luz

$$R_L = \frac{c}{\Omega} \approx 4.8 \times 10^9 \left[\frac{P}{1s}\right] \text{cm}$$



Dentro del cilindro de luz, las partículas cargadas están atadas a las líneas de campo magnético, las cuales están cerradas.

Las líneas que se extienden más allá del cilindro de luz están abiertas, y las partículas arrancadas de los polos de la estrella de neutrones pueden escapar del sistema.

La rotación de la esfera separa la carga y ésta no se modifica a menos que cambie  $\underline{\vec{\Omega}}$ . Por lo tanto, el potencial eléctrico es estático. El potencial electrostático generado en la superficie  $r = R_*$ será:

$$V \approx E R_* = \frac{\Omega B R_*^2}{c} \approx 6 \times 10^{16} \left(\frac{B}{10^{12} \,\mathrm{G}}\right) \left(\frac{R_*}{10^6 \,\mathrm{cm}}\right) \left(\frac{P}{1 \,\mathrm{s}}\right)^{-1} \mathrm{V}$$

Las partículas arrancadas de la superficie y que se mueven por las líneas de campo pueden ser aceleradas hasta altas energías.

#### Como las partículas escapan del sistema a través de las líneas de campo abiertas, el flujo quedará determinado por *r=a*, donde *a* es el radio donde se originan las líneas abiertas.





#### Como las líneas de un dipolo quedan definidas por $\frac{\operatorname{sen}^2(\theta)}{r} = \operatorname{cte}^2(\theta)$

resulta que

$$\frac{\operatorname{sen}^2(\theta_0)}{R_*} \cong \frac{1}{R_L} \qquad \operatorname{sen}(\theta_0)$$

 $\operatorname{sen}(\theta_0) \cong \left(\frac{R_*}{R_L}\right)^{1/2}$ 

Además, se tiene que

$$a \approx R_* \operatorname{sen}(\theta_0)$$

$$a \cong \left(\frac{R_*^3}{R_L}\right)^{1/2} = \left(\frac{R_*^3 \Omega}{c}\right)^{1/2}$$

Asi, el potencial electrostático generado en *r=a* es:

$$V \approx E R_* = \frac{\Omega B R_*^2}{c}$$

$$V \approx 10^{13} \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}}\right) \left(\frac{R_*}{10^6 \text{ cm}}\right)^3 \left(\frac{P}{1 \text{ s}}\right)^{-2} \text{ V}$$

 $V = \frac{\Omega B a^2}{2} = \frac{\Omega^2 B R_*^3}{2}$ 

 $R_L = \frac{c}{\Omega}$ 

Por lo tanto, los púlsares pueden acelerar partículas hasta energías ~  $10^{13}$  eV= 10 TeV. Si el púlsar es muy rápido,  $E_{max}$ ~ $10^{15-16}$  eV. El límite efectivo es seguramente menor que esta cantidad ya que las partículas sufrirán pérdidas radiativas durante el proceso de aceleración.

## ¿Pueden los púlsares contribuir al grueso de los rayos cósmicos en la galaxia?

Para responder esta pregunta, necesitamos saber:
1) Cuántos púlsares con períodos *P* < 1s hay en la galaxia</li>
2) Cuánta energía en partículas deposita cada uno en el medio interestelar

 La tasa de nacimiento de los púlsares es de aproximadamente 1 cada 80 años. Como el campo magnético decae con el tiempo, la vida media de los púlsares es de ~ 10 Myr. Por lo tanto, 10<sup>7</sup> Energy loss for a

$$N = \frac{10^7}{80} \approx 10^5 \, \text{púlsares}$$

Ι

Energy loss for a rotating magnetic dipole

53

2) La radiación emitida por el pulsar es

$$\dot{E} \approx \frac{B^2 \,\Omega^4 \,R_*^6}{c^3} = I \,\Omega \,\dot{\Omega}$$

Momento de inercia.

$$E = \frac{1}{2}I\Omega^2 \rightarrow \dot{E} = I\Omega\dot{\Omega}$$

La energía de rotación de una estrella de neutrones representa su fuente de energía. Un dipolo magnético en rotación pierde energía. El otro mecanismo de pérdida de energía relacionada con la corriente que atraviesa una región con diferencial de potencial.

#### **PÚLSARES** Radiación emitida por el pulsar:

El plasma creado en el fuerte campo magnético cerca de la base de un tubo abierto de líneas de campo magnético es expelido al medio circundante.

El plasma sigue las líneas de campo magnético.

La energía extraída de la estrella de neutrones rotante por las fuerzas electromagnéticas es llevada hacia afuera en la forma de flujo de Poynting:

$$\mathbf{S} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{4 \, \pi} \, c$$

La razón entre el flujo de energía electromagnética y la energía cinética de las razón entre la *pérdida de energía total del pulsar*  $\dot{E} \approx 6 \times 10^{31} \left( \frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right) \left( \frac{P}{1 \text{ s}} \right)$  erg s<sup>-1</sup> y la energía consumida para generar el plasma.



$$\dot{E} \approx \frac{B^2 \,\Omega^4 \,R_*^6}{c^3} = I \,\Omega \,\dot{\Omega}$$

### **PÚLSARES**

La razón entre la *pérdida de energía total del pulsar* y la *energía consumida para generar el plasma* se puede estimar dividiendo el potencial generado

cerca del *polar cap*  $V = \frac{\Omega B a^2}{c} = \frac{\Omega^2 B R_*^3}{c^2} \qquad V \approx 10^{13} \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}}\right) \left(\frac{R_*}{10^6 \text{ cm}}\right)^3 \left(\frac{P}{1\text{ s}}\right)^{-2} \text{ V}$ 

por  $V_0 \approx 10^{12} \text{ V}$  que acelera las partículas primarias hasta energías que permiten la creación de pares electrón-positrón.

$$\sigma \approx 10 \left(\frac{B}{10^{12} \,\mathrm{G}}\right) \left(\frac{R_*}{10^6 \,\mathrm{cm}}\right)^3 \left(\frac{P}{1 \,\mathrm{s}}\right)^{-2}$$



### **PÚLSARES**

Razón de flujo de Poynting al flujo de energía en partículas

$$\sigma \approx 10 \left(\frac{B}{10^{12} \,\mathrm{G}}\right) \left(\frac{R_*}{10^6 \,\mathrm{cm}}\right)^3 \left(\frac{P}{1 \,\mathrm{s}}\right)^{-2}$$

#### Pérdida de energía total del pulsar

$$\dot{E} \approx 6 \times 10^{31} \left(\frac{B}{10^{12} \,\mathrm{G}}\right)^2 \left(\frac{P}{1 \,\mathrm{s}}\right)^{-4} \,\mathrm{erg \, s^{-1}}$$

Para 
$$P \approx 0.1 \text{s}$$
, resulta  $\sigma \approx 1000$ , por lo tanto:  
 $W_{\text{RC}} \approx \frac{\dot{E}}{\sigma} \approx 6 \times 10^{31} \frac{10000}{1000} \text{ erg s}^{-1} \approx 6 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$   
Si existen  $N \approx 10^5$  púlsares, se tiene que:  
 $W_{\text{RC}} \approx 6 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ 

Potencia mucho menor que el valor necesario para explicar el origen de los rayos cósmicos galácticos (~4,1 x 10<sup>40</sup> erg/s). Necesitamos encontrar otra fuente astrofísica...
Pulsar de 33 ms ubicado en la Nebulosa del Cangrejo (Crab Nebula) en la constelación Taurus, formada a partir de una explosión de supernova tipo II.

Siendo relativamente joven, el Crab Nebula Pulsar fue el primer ejemplo conocido de una estrella de neutrones ubicada dentro de un objeto ópticamente visible.

El pulsar wind nebula ("plerión") es una nebulosa generada por viento relativista de partículas eyectadas por el pulsar. La emisión del plerión resulta de la radiación sincrotrón de las partículas de alta energía inyectadas por el pulsar en presencia de un fuerte campo magnético.



Imagen compuesta de la Crab Nebula en rayos-X (azul), y óptico (rojo). Las estructuras tipo anillo emiten en rayos X por mecanismo sincrotrón en el campo magnético ambiente.

Imagen compuesta de la Crab Nebula: rayos-X (azul), óptico (verde), y radio (rojo)

Imagénes en Rayos X de Chandra obtenidas durante un período de varios meses. Proveen una asombrosa imagen de la actividad en la región interior que rodea al pulsar (punto blanco brillante)





Dinámica de los anillos y jets de materia alrededor del pulsar observado en rayos X por Chandra (izq., azul) y en el óptico por Hubble (der., rojo)

#### Vela Pulsar

Pulsar en el remanente de supernova Vela formado a partir de una explosión de supernova ocurrida hace más de 10000 años.



Imagen en rayos X de Chandra mostrando el pulsar Vela y la circundante "pulsar wind nebula", con estructuras consistentes en anillos brillantes y jets. Previo al telescopio Fermi: La mayoría de las más de setecientas estrellas de neutrones que se han descubierto hasta la fecha, han sido halladas como pulsares de emisión de radio; pocas de ellas, no más de treinta, se han detectado por sus irradiaciones de rayos X y siete han podido ser detectadas como pulsares de rayos gamma.

En tres años, el Fermi de la NASA ha detectado más de 100 púlsares de rayos gamma, pero algo nuevo ha aparecido. Entre un tipo de púlsar con una edad típicamente rondando los mil millones de años o más, el Fermi ha encontrado uno que aparece haber nacido hace solo unos millones de años.

Se cree que los púlsares de milisegundos alcanzan esas velocidades, ya que están unidos por la gravedad en los sistemas binarios de estrellas normales. Durante parte de su vida estelar, el gas fluye desde la estrella normal al pulsar. Con el tiempo, el impacto de este gas que cae poco a poco activa la rotación del púlsar.

#### Distribución de energía de las partículas de rayos cósmicos:



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

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

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

Los aceleradores que produzcan rayos cósmicos deben satisfacer este presupuesto energético<sub>66</sub>

#### **REMANENTES DE SUPERNOVA**

#### **REMANENTES DE SUPERNOVA**

Cuando ocurre una explosión de supernova, el material que formaba la estrella es eyectado y el medio interestelar es perturbado en la región donde ocurrió la explosión.

Una explosión de supernova típica libera una energía E~10<sup>51</sup> erg. Ésto se produce en una escala temporal muy corta, mucho más corta que cualquier otra escala temporal involucrada.

#### **REMANENTES DE SUPERNOVA**

La energía liberada en el colapso de las regiones centrales de la estrella es depositada en las capas externas que son calentadas a una alta temperatura y eyectadas con <u>velocidad del orden de (10-20) x 10<sup>3</sup> km/seg</u>.

La velocidad de la materia eyectada por la explosión se relaciona con la energía:

$$v_{\text{eyec}} \approx 10^4 \left(\frac{E}{10^{51} \text{erg}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{eyect}}}{M_0}\right)^{-1/2} \text{km s}^{-1} \approx 10^{-2} \left(\frac{E}{10^{51} \text{erg}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{eyect}}}{M_0}\right)^{-1/2} \text{pc yr}^{-1}$$

#### **REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN**

La evolución dinámica de un remanente de supernova puede dividirse en cuatro etapas: I. Fase de *expansión libre* II. Fase *adiabática* III. Fase *radiativa* IV. Fase *disipativa* 

# **REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN I. FASE DE** *EXPANSIÓN LIBRE – velocidad cte.*

En esta etapa inicial, luego de la explosión de la Supernova, el material eyectado se expande a velocidad constante y no se desacelera mientras que el gas interestelar barrido en la expansión sea mucho menor que la masa de gas eyectado.

#### $r \propto t$

r es el radio de la onda de choque.

Las distribuciones de densidad y presión dependen enormemente de las condiciones iniciales. Si la temperatura dentro de la esfera es uniforme, la misma disminuye adiabáticamente a medida que la esfera se expande de acuerdo a la ley

 $TV^{\gamma-1} = \text{cte}$ 

 $T \propto R^{-3(\gamma-1)}$ 

donde  $\frac{\gamma}{2}$  es el índice adiabático del gas, dado por la razón de calores específicos a presión y volumen constantes:

$$\gamma = \frac{C_{\rm P}}{C_{\rm V}}$$

$$C_{\rm P} = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_{P} = \left(\frac{dV}{dT}\right)_{P} + P\left(\frac{dV}{dT}\right)_{P}$$
$$C_{\rm V} = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_{V} = \left(\frac{dV}{dT}\right)_{V}$$

Tal que:

Para un gas monoatómico:  $\gamma = 5/3$ 

 $PV^{\gamma} = \text{cte}$ 

72

 $T P^{(1-\gamma)/\gamma} = cte$ 

Debido a que la expansión es altamente supersónica (vel. del material eyectado mayor que la velocidad del sonido en el medio)  $v >> c_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{c}}$ 

se forma un frente de choque en el gas interestelar. Onda de choque: discontinuidad en el gas que se mueve hacia afuera del sitio de la explosión, *viajando delante* de la <u>superficie de separación entre el medio interestelar y el</u> material eyectado en expansión.

Se genera una discontinuidad abrupta entre el gas que se expande y el material barrido. La interface entre la esfera en expansión y el gas shockeado inmediatamente delante de la misma se denomina discontinuidad de contacto.

La onda de choque se encuentra por delante de la discontinuidad de contacto la región entre la esfera en expansión y el shock es calentada a alta temperatura



Propiedades internas de un remanente de supernova joven cuando la relación de masa entre el material barrido y eyectado es mucho menor que 1. (Gull 1975)

En el límite de shocks fuertes, con número de Mach

$$M_1 = v/c_s >> 1$$

(onda de choque fuerte que avanza con un número de Mach  $M_1 \gg 1$ )

la relación de densidades a cada lado de la onda de choque es

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = (\gamma + 1)(\gamma - 1) = 4$$
 si  $\gamma = 5/3$ 

donde los subíndices 1 y 2 designan a las propiedades del medio no chocado y chocado, respectivamente.

La temperatura del gas shockeado es muy alta. La relación de temperaturas atrás y delante de la onda de choque es

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)M_1^2}{(\gamma + 1)^2} = \frac{5}{16}M_1^2 \qquad \text{si} \qquad \gamma = 5/3$$

Como las explosiones de supernovas son altamente supersónicas con respecto a la velocidad del sonido en el gas interestelar (100 km/s según dens.), es evidente que el gas shockeado es calentado a temperaturas muy altas (la región *post-shock* puede estar muy caliente respecto a la *pre-shock*). Por lo tanto, los remanentes de supernovas jóvenes son emisores intensos de rayos X.

**REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN** I. FASE DE EXPANSIÓN LIBRE (cont.) Esta fase termina cuando la masa del medio barrido por la onda de choque es igual a la masa eyectada en la explosión:

$$\frac{4\pi}{3}\rho_{\rm ISM} r_{\rm I,f}^3 = M_{\rm ejec}$$

$$v_{\rm eyec} \approx 10^{-2} \left(\frac{E}{10^{51} {\rm erg}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\rm eyect}}{M_{\rm O}}\right)^{-1/2} {\rm pc yr}^{-1/2}$$

lo que equivale a

un átomo de H por

centímetro cúbico

En unidades convenientes, el radio alcanzado al final de esta fase es:

$$r_{\rm I,f} \cong 2 \left(\frac{M_{\rm eject}}{M_{\rm o}}\right)^{1/3} \left(\frac{\rho_{\rm ISM}}{2x10^{-24} \,{\rm gr}\,{\rm cm}^{-3}}\right)^{-1/3} {\rm pc}$$

 $r_{\rm I,f} \propto \rho_{\rm ISM}^{-1/3} M_{\rm eject}^{1/3}$ 

Esta distancia corresponde a un tiempo:

$$t_{\rm I,f} = \frac{r_{\rm I,f}}{v_{\rm eject}} \simeq 200 \, \left(\frac{M_{\rm eyect}}{M_{\odot}}\right)^{5/6} \left(\frac{E}{10^{51}\,{\rm erg}}\right)^{-1/2} \left(\frac{\rho_{\rm ISM}}{2 \times 10^{-24}\,{\rm g}\,{\rm cm}^{-3}}\right)^{-1/3} \,{\rm yr}$$

REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN II. FASE ADIABÁTICA ó de SEDOV-Energía cte. Cuando la masa de gas barrido se vuelve mayor que la masa del gas eyectado, la dinámica está descrita por una onda adiabática (Taylor, 1950; Sedov, 1959).

Durante esta etapa, la dinámica total está totalmente determinada por

Ia masa total del gas en expansión, la cual es casi totalmente el gas interestelar barrido,

y la energía liberada en la expansión inicial.

La energía es aproximadamente constante ya que las pérdidas radiativas se pueden despreciar. La evolución es <u>adiabática.</u>

$$E \approx \frac{1}{2} \left( \frac{4\pi}{3} \right) \rho_{\rm ISM} r^3 v_{\rm eyect}^2 \approx \rho_{\rm ISM} r^3 \dot{r}^2$$

$$r^{3/2} \frac{dr}{dt} \approx \rho_{\rm ISM}^{-1/2} E^{1/2}$$

$$r^{3/2} dr \approx \rho_{\rm ISM}^{-1/2} E^{1/2} dt$$

$$+ r^{5/2} \propto \rho_{\rm ISM}^{-1/2} E^{1/2} t$$

$$r \propto \left(\frac{E}{
ho_{\rm ISM}}
ight)^{1/5} t^{2/5}$$

Teniendo en cuenta los coeficientes y unidades apropiadas:

$$r_{\rm II} \cong \left(\frac{E}{\rho_{\rm ISM}}\right)^{1/5} t^{2/5} \cong 0.3 \ {\rm E}_{51}^{1/5} \left(\frac{\rho_{\rm ISM}}{2 \times 10^{-24} {\rm g \, cm}^{-3}}\right)^{-1/5} t_{\rm yr}^{2/5} {\rm pc} = 0.3 \ {\rm E}_{51}^{1/5} n_{\rm H}^{-1/5} t_{\rm yr}^{2/5} {\rm pc}$$

$$v_{\rm II} = \dot{r} \cong 5000 \left(\frac{r}{2\,{\rm pc}}\right)^{-5/2} E_{51}^{1/2} \,{\rm n}_{\rm H}^{-1/2} \,{\rm km\,s^{-1}}$$

Suponiendo equipartición entre energía interna y cinética:

$$\frac{1}{2}M_{\text{eyect}}v_{\text{eyect}}^2 \approx \frac{3}{2}N_{\text{tot}}kT \quad \text{donde} \quad N_{\text{tot}} = \frac{\rho_{\text{ISM}}}{m_{\text{p}}}$$

obtenemos que la temperatura del material eyectado por la SN y calentado por la onda de choque es  $T \propto v^2 \propto r^{-3} E_{51} n_H^{-1}$ 

Teniendo en cuenta los coeficientes y unidades apropiadas:

 $T \propto v^2 \propto r^{-3} E_{51} n_H^{-1}$ 

$$T \cong 6 \times 10^8 \left(\frac{r}{2 \,\mathrm{pc}}\right)^{-3} \mathrm{E}_{51} n_H^{-1} \,\mathrm{K} \cong 10^6 \,\mathrm{E}_{51}^{2/5} \,n_H^{-2/5} \left(\frac{t}{3 \times 10^4 \,\mathrm{yr}}\right)^{-6/5} \,\mathrm{K}$$

Cuando las pérdidas radiativas empiezan a afectar la dinámica del remanente, éste sale de la fase de Sedov. La edad de la fase de Sedov se obtiene invirtiendo la ecuación para la temperatura:

$$t_{\text{Sedov}} \cong 3 \times 10^4 \text{ T}_6^{-5/6} \text{ E}_{51}^{1/3} n_{\text{H}}^{-1/3} \text{ yr}$$



REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN II. FASE ADIABÁTICA ó de SEDOV (cont.) Cuando la desaceleración de la esfera en expansión se vuelve significativa, hay cambios importantes respecto al escenario simple descrito en la fase I.

El cambio más importante consiste en que las cáscaras externas de la esfera en expansión se desaceleran primero y, por lo tanto, el material dentro de la esfera comienza a alcanzar al material en las capas más externas.



A medida que continúa la desaceleración, el flujo de gas dentro de las capas externas se vuelve supersónico relativo a la vel. del sonido dentro de la esfera misma, y por lo tanto,



se forma una **onda de choque** en el borde interno de las capas comprimidas externas.

La formación de esta onda de choque tiene el efecto de calentar fuertemente la materia en las capas externas. El resultado neto es que, aunque el material dentro de la esfera se enfrió durante la fase adiabática, el gas es <u>recalentado</u> por la conversión de una gran fracción de energía cinética en calor.



Propiedades internas de un remanente de supernova joven cuando la masa barrida domina la dinámica (Gull 1975)

El shock interno se propaga hacia atrás a través del gas en expansión, hacia el origen, y en el proceso calienta todo el gas eyectado.

Mientras que en la <u>fase I</u>, de expansión libre, la energía cinética de la expansión del gas es comunicada al <u>gas interestelar barrido</u>, en la <u>fase II</u>, de expansión adiabática, la energía cinética es también transmitida de vuelta al mismo <u>gas eyectado</u>.

Este gas calentado es un fuerte emisor de rayos-X blandos, enteramente consistente con las imágenes de rayos X de remanente de supernovas.



**REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN III. FASE** *RADIATIVA – Momento cte.* 

Cuando la escala temporal de enfriamiento radiativo del gas se hace menor que la edad de la fase de Sedov

$$t_{\rm cool} \leq t_{
m Sedov}$$

Se entra en la fase *radiativa* 

Donde 
$$t_{\text{cool}} \cong 4 \times 10^4 \frac{T_6^{3/2}}{n_{\text{H}}} \text{ yr}$$

Esta condición se cumple cuando

$$t_{\text{Sedov}} \cong 3 \times 10^4 \text{ T}_6^{-5/6} \text{ E}_{51}^{1/3} n_{\text{H}}^{-1/3} \text{ yr}$$

$$\dot{r} \le 200 (\mathrm{E}_{51} n_{\mathrm{H}}^2)^{1/14} \,\mathrm{km \, s}^{-1}$$

Como la dependencia en E y  $n_{\rm H}$  es débil, esto ocurre para velocidades

$$v \approx 200 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$$

### **REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN III. FASE** *RADIATIVA* **(***cont.***)**

Cuando v~200 km/seg, dominan las pérdidas radiativas.

El interior del remanente está formado por gas caliente rodeado por una cáscara de gas frío.

A medida que la cáscara avanza va barriendo el medio e incrementado su masa.

De aquí que a pesar de ir desacelerándose, su momento radial permanezca aproximadamente constante:

$$\frac{d}{dt}\left[\left(\frac{4\pi}{3}\right)\rho r^{3}\dot{r}\right]\approx 0$$

### **REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN III. FASE** *RADIATIVA* **(***cont.***)**

A medida que el remanente continua expandiéndose, la temperatura en la región detrás del shock frontal, que ahora contiene la mayoría de la masa en expansión, cae por debajo de 10<sup>6</sup> K y se <u>vuelve importante el enfriamiento</u> por líneas de emisión de iones pesados.

### **REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN** III. FASE *RADIATIVA (cont.)*

Los remanentes viejos, como Cygnus Loop, que tiene alrededor de 5000 – 8000 años, están asociados con esta fase, y las líneas de emisión en el óptico de oxígeno y azufre observadas en los filamentos de las cáscaras están asociadas al gas que se enfría.



HST image of the Veil Nebula: it is part of the Cygnus Loop, radio source W78, or Sharpless 103. Other parts of the loop include the 'Eastern Veil', the 'Western Veil' or 'Witch's Broom Nebula', and Pickering's Triangular Wisp. It is a large, relatively faint supernova remnant in the constellation Cygnus. 90

### **REMANENTES DE SUPERNOVA: EVOLUCIÓN** IV. FASE *DISIPATIVA – Radio cte*.

Si la cáscara se formó en  $t_0$  con radio  $r=r_0$  y velocidad  $v=v_0$ :

$$\left(\frac{4\pi}{3}\right)\rho r^{3}\dot{r} = \left(\frac{4\pi}{3}\right)\rho r_{0}^{3}v_{0}$$

$$r = r_0 \left[ 1 + 4 \frac{v_0}{r_0} (t - t_0) \right]^{1/4} \longrightarrow r \propto t^{1/4}$$

$$\dot{r} \propto t^{1/4}$$

$$\dot{r} = v_0 \left[ 1 + 4 \frac{v_0}{r_0} (t - t_0) \right]^{-3/4} \longrightarrow \dot{r} \propto t^{-3/4} \approx 200 \,\mathrm{km \, s^{-1}} \left( \frac{t}{3 \times 10^4 \,\mathrm{yr}} \right)^{-3/4}$$

Cuando *t*~10<sup>5</sup> yr, la expansión se vuelve esencialmente subsónica: v< 20 km/seg,

y el remanente de supernova pierde su identidad;

el mismo se dispersa por los movimientos al azar en el medio interestelar y comienza a disiparse. <sup>91</sup>

### **REMANENTES DE SUPERNOVA: Observaciones en radio**

Emisión en radio: observada tanto en remanentes de supernovas jóvenes como viejos. Los remanentes jóvenes son emisores particularmente intensos. La radiación es altamente polarizada y el espectro tiene forma de ley de potencias.

Espectros de remanentes de supernovas tipo cáscara

Espectros de remanentes de supernovas de centro lleno

Emisión en radio identificada con radiación sincrotrón de electrones ultrarrelativistas girando en el campo magnético de la cáscara del remanente.

### **REMANENTES DE SUPERNOVA: Observaciones en radio**



#### Cassiopaeia A: Radio fuente más brillante del hemisferio norte > Densidad de flujo: 2720 Jy = $2.72 \times 10^{-23} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ 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<sub>1GHZ</sub>=2.6x10<sup>18</sup> W Hz<sup>-1</sup> y su volumen V=5.3x10<sup>50</sup> m<sup>3</sup>. La emisión proviene de cáscaras esféricas con gran cantidad de estructura: la mayor radiación observada en los filamentos indican que serían debidas a la compresión de gas y campos magnéticos.

Se estima que la relación de masas es ~1, por lo que se encuentra entre las fases I y II.

#### Cas A: imgen en IR


## Cas A: imagen en rayos X

Cas A: imagen en rayos X (Chandra)

### Crab Nebula

La evolución de supernovas con fuentes de energía centrales, como la Crab Nebula, es algo diferente dinámicamente. La mayor diferencia es que la nebulosa está recibiendo constantemente un aporte de energía en forma de partículas relativistas o energía electromagnética del pulsar central.

Imagen compuesta de la Crab Nebula: rayos-X (azul), óptico (verde), y radio (rojo). Las imágenes en radio y óptico son similares.





### SN 1987a: Se encuentra aún en fase de expansión libre



## SNR RXJ 1713.7-3946: Gamma-rays



### H.E.S.S. Gamma rays





## Spectra





Index ~ 2.1 - 2.2
Little variation across SNR
Cutoff or break at high energy

# RX J0852.0-4622 "Vela Junior"

Flux ~ Crab Index 2.1 ± 0.1

Feb. 2004 (3.2 h)



#### New 04/05 data



## **REMANENTES DE SUPERNOVA**

Las explosiones de supernova inyectan en el medio interestelar enormes cantidades de energía, ~10<sup>51</sup> 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:

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

## **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.