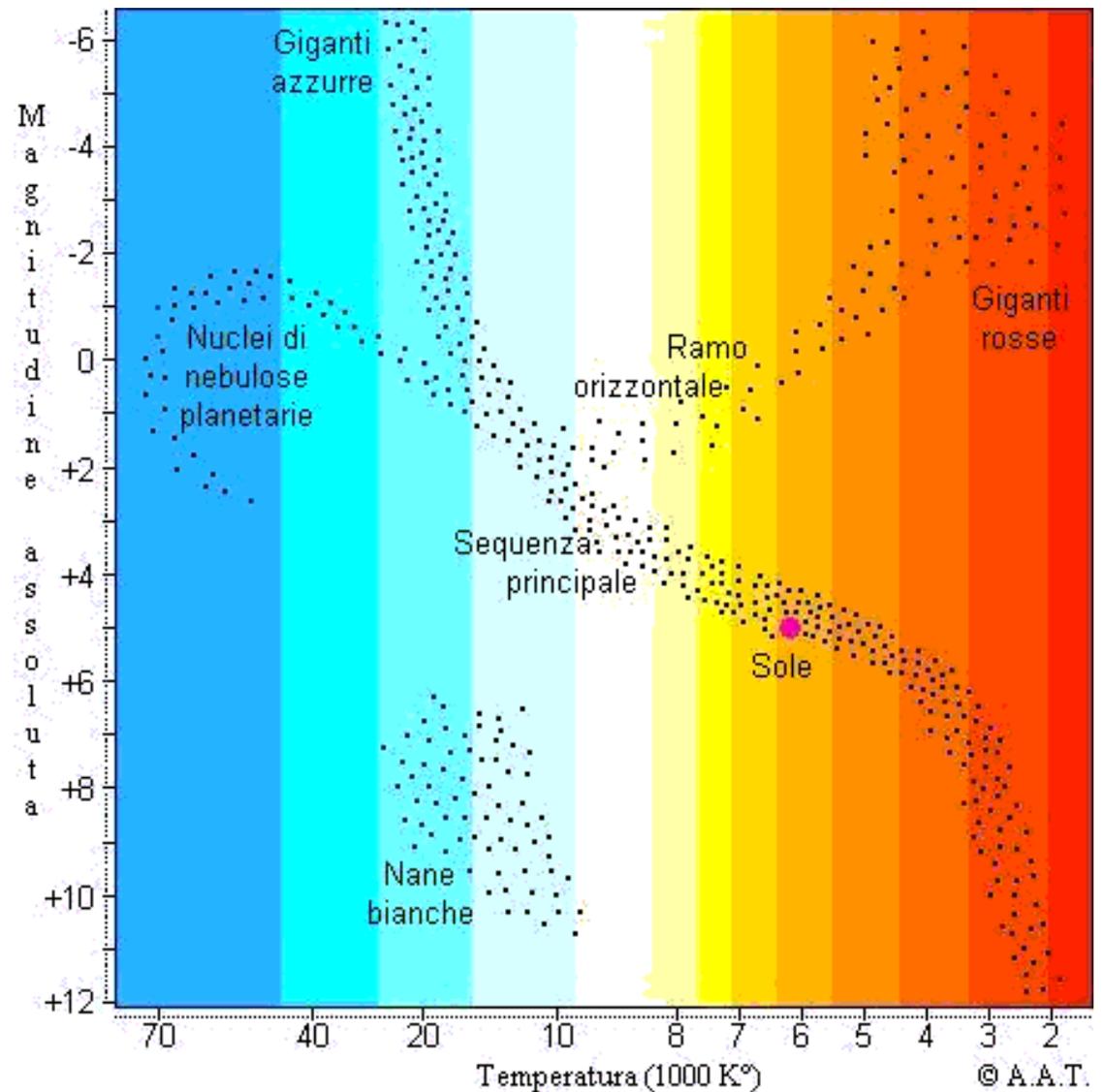


# Supernovae da collasso

- Fasi di combustione al termine della sequenza principale
- Verso il collasso
- Il destino di una stella massiccia: stella di neutroni o buco nero?
- Perché la neutronizzazione è conveniente
- Energia emessa nella formazione di una stella di neutroni
- Liberazione dell'energia gravitazionale: il ruolo dei neutrini
- Stima del flusso di neutrini da una SN al centro della Galassia
- Il caso di SN 1987A

# Il cammino nel diagramma HR

- Da un primo esame del diagramma H-R si osserva immediatamente come le stelle tendano a posizionarsi in regioni ben distinte:
- La struttura evolutiva predominante è la diagonale che parte dall'angolo in alto a sinistra (dove si trovano le stelle più massicce, calde e luminose) verso l'angolo in basso a destra (dove si posizionano le stelle meno massicce, più fredde e meno luminose), chiamata la sequenza principale.
- In basso a sinistra si trova la sequenza delle nane bianche, mentre sopra la sequenza principale, verso destra, si dispongono le giganti rosse e le supergiganti.

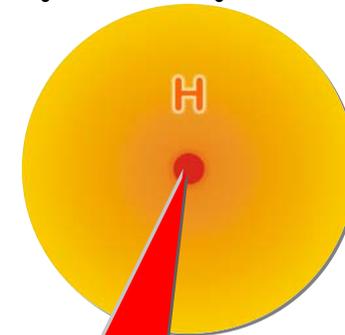


la **sequenza principale** è una struttura evolutiva del diagramma Hertzsprung-Russell che identifica la fase in cui le stelle producono energia, convertendo l'idrogeno in elio nel nucleo, tramite reazioni di fusione nucleare.

## Dalle nane gialle alle giganti rosse

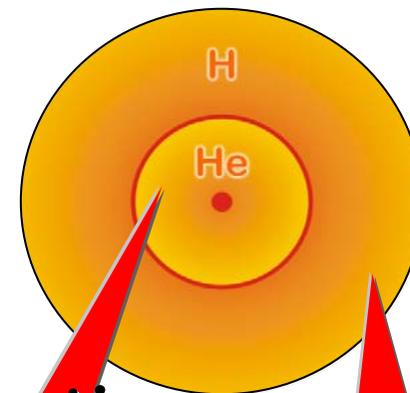
- Le stelle si muovono lungo il piano HR, raggiungendo condizioni diverse di L e T in relazione al loro cammino nella combustione nucleare.
- Nella sequenza principale, le stelle bruciano H nel centro fino al suo esaurimento
- Esaurito l'Idrogeno al centro, il nucleo della stella si contrae per effetto della gravitazione. In questo modo si raggiunge la temperatura e la densità necessarie per trasformare, al centro, Elio in Carbonio, attraverso una reazione a tre corpi,  $3\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{12}\text{C}$
- La parte esterna della stella inizia a bruciare idrogeno, e il suo involucro si gonfia a formare una "gigante rossa"

### Stella nella Sequenza principale



**Combustione dell'Idrogeno**

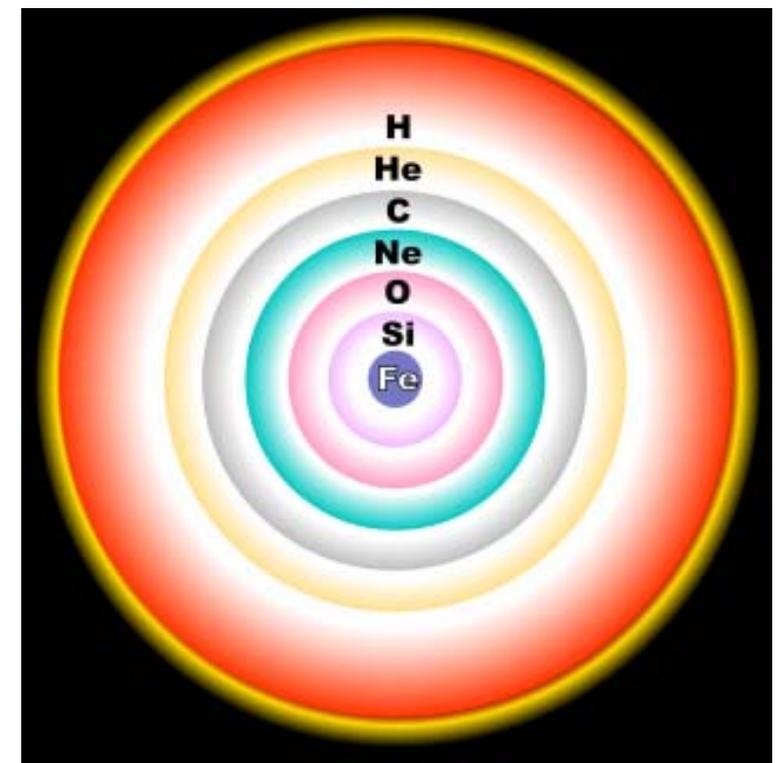
### Stella Gigante Rossa



**Combustione Elio**      **Combustione Idrogeno**

## Il destino delle stelle piu' pesanti

- Nel caso di stelle sufficientemente pesanti, il processo va avanti fino a generare una struttura a gusci in cui vengono mano a mano innescate reazioni fra nuclei con  $Z$  sempre piu' grande.\*
- In questo modo, il Carbonio viene trasformato in Ossigeno, e quindi l'ossigeno in Silicio, fino a raggiungere il Ferro
- La combustione dei vari elementi avviene sempre piu' in fretta. La tabella mostra la scala dei tempi di combustione per una stella di  $15 M_{\odot}$ .
- Quando si e' formato il nucleo di ferro, si e' raggiunta la massima energia di legame nucleare, e dunque non ci sono piu' reazioni nucleari eso-energetiche che possano sostenere la stella.

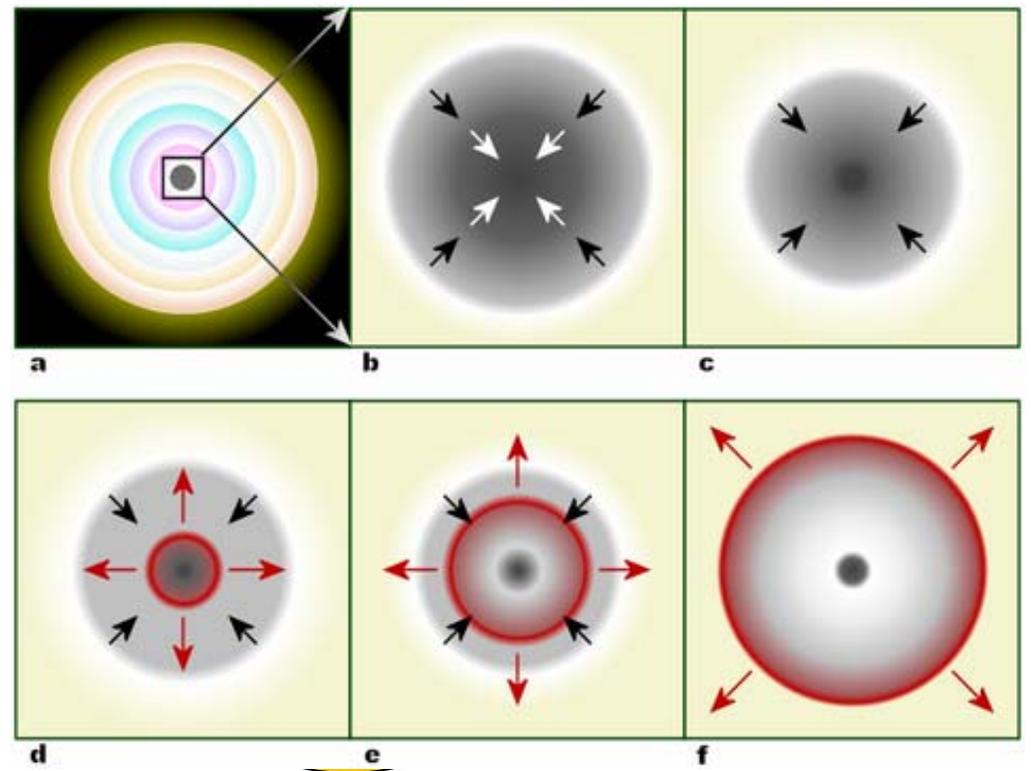


Reaction	Timescale
Hydrogen	10 million years
Helium	1 million years
Carbon	300 years
Oxygen	200 days
Silicon	2 days

\*In stelle con massa confrontabile con la massa solare, la pressione del gas di elettroni degeneri stabilizza la stella, che non ha piu' bisogno di contrarsi e diventa una nana bianca, un cristallo di Carbonio e/o idrogeno, vedi appendice

# Implosione ed esplosione

b) Il nucleo, non più sostenuto dalle reazioni nucleari implode e c) la materia circostante gli cade attorno. Quando il nucleo raggiunge densità nucleari la caduta si arresta e la materia che stava cadendo e) rimbalza sul nucleo e quindi e) la stella esplode, generando una “supernova da collasso” \*, un oggetto che appare enormemente luminoso, circa come  $10^5$  stelle qualche ora dopo la sua comparsa.



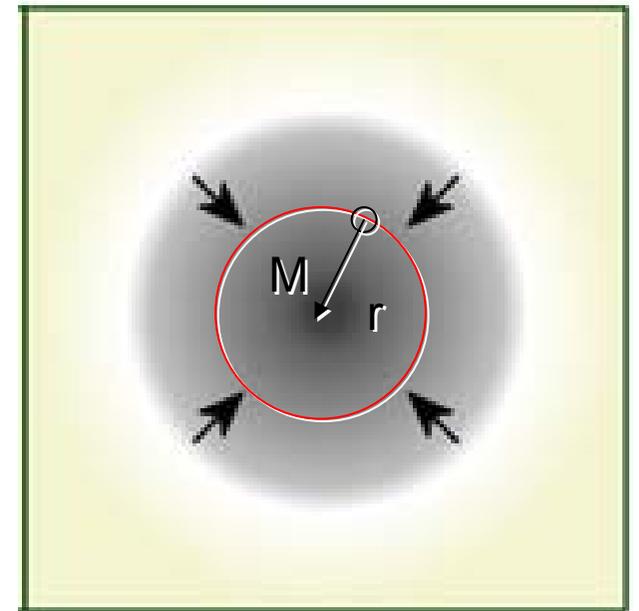
\*Va osservato che ad oggi il processo dell'esplosione non è quantitativamente compreso

\*\*Le supernovae sono indicate con l'anno della loro apparizione seguito da una lettera secondo l'ordine in cui appaiono nell'anno

## I tempi scala del collasso gravitazionale:

$$t \approx (G\rho)^{-1/2}$$

- Se si rompe l'equilibrio idrostatico e i corpi cadono in caduta libera, un corpo a distanza  $r$  dal centro cade con una accelerazione  $a = -GM/r^2$  dove  $M$  e' la massa contenuta all'interno di un raggio  $r$ , che rimane costante nel collasso.
- Se la velocita' iniziale era trascurabile e il raggio iniziale sufficientemente grande, integrando l'equazione si ha  $v^2 = 2GM/r$ , che puo' essere ancora integrata. Per raggiunger  $r=0$  a il tempo impiegato e':  $t = 2/3 (r^3/2GM)^{1/2}$ . l'espressione fra parentesi puo' essere espressa in termini della densita'  $\rho$  ottenendo  $t = (\pi/6)^{1/2} (G\rho)^{-1/2}$
- L'equazione  $t \approx (G\rho)^{-1/2}$  e' il tipico tempo scala del collasso gravitazionale\*.
- Se il sole ( $\rho \approx 1.5 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ ) non fosse sostenuto dalla pressione del gas, collasserebbe in un tempo dell'ordine di **3000 s**.
- Per densita' nucleari,  $\rho \approx (1/4 m_p/\text{fm}^3) \approx 0.4 \cdot 10^{18} \text{ kg/m}^3$  I tempi tipici sono dell'ordine del **ms**.



\*Esprimendo la densita' in unita' di  $10^{12} \text{ g/cm}^3$ , l'eq. si scrive:

$$t_{\text{coll}} \approx \frac{1}{\sqrt{G\rho}} \approx \frac{4 \text{ ms}}{\sqrt{\rho_{12}}}$$

## Supernovae da collasso e stelle di neutroni



Walter Baade (1893-1960)



Fritz Zwicky (1898-1974)

Baade and Zwicky furono i primi ad ipotizzare una possibile connessione tra esplosioni di supernovae e formazione delle stelle di neutroni [Phys. Rev. 45 (1934) 138]

## Che succede nel nucleo?

- La gravita' tende a strizzare il nucleo, che non puo' esser piu' sostenuto dalla pressione generata dall'energia che si libera in reazioni nucleari esotermiche.
- Alla gravita' "si oppone" la meccanica quantistica, per la pressione associata a tipici effetti quantistici:
- Principio di Heisenberg: Secondo la meccanica quantistica, il semplice fatto di confinare delle particelle in una sfera di raggio  $r$  implica che queste abbiano un impulso (Heisenberg):  $p \geq \hbar/r$ . A questo impulso corrisponde una pressione \*
- Principio di Pauli: al piu' 2 Fermioni identici possono stare nella stessa cella dello spazio delle fasi. Cio' significa che se i due fermioni con energia piu' bassa hanno ciascuno impulso  $p = \hbar/r$ , i successivi avranno  $p = 2 \hbar/r$  e cosi' via, cioe' gli impulsi medi portati dalle particelle sono maggiori di quelli che se fossero tutte nello stato fondamentale; questo genera una pressione che cresce piu' che linearmente col numero delle particelle.
- Stimeremo le **condizioni di equilibrio** supponendo di avere un solo tipo di particelle, i neutroni; poi vedremo perche' quest'ipotesi corrisponde alla situazione di minima energia.
- \*Esercizio: si determini l'energia  $U$  di una particella nello stato fondamentale di una scatola di raggio  $r$ , e si determini la pressione esercitata sulle pareti da  $dU = PdV$

## Gas di neutroni in campo gravitazionale

- Supponiamo di avere  $N$  neutroni in una sfera di raggio  $R$ ; Il volume totale è  $V \approx R^3$  e quindi il volume a disposizione per ciascuna coppia di particelle\* è  $v=V/(N/2) \approx R^3 /N$ , ossia ciascuna particella è confinata entro una dimensione lineare  $r \approx R/N^{1/3}$  e dunque per il principio di Heisenberg avrà impulso almeno pari a:

$$p = \hbar/r = \hbar N^{1/3}/R$$

- Ne segue che la sua energia è\*\*

$$\varepsilon = (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} = [ (\hbar c)^2 N^{2/3}/R^2 + m^2 c^4 ]^{1/2}$$

- Ciascun neutrone sarà attratto dagli altri  $N$  con una energia  $U \approx - Gm^2 N/R$ ; dunque l'energia totale per particella sarà  $E = \varepsilon + U$ , ossia

$$E = [(\hbar c)^2 N^{2/3}/R^2 + m^2 c^4 ]^{1/2} - Gm^2 N/R$$

\* Si noterà che qui stiamo applicando il principio di esclusione

\*\* Nello stato di energia minima, cui sono interessato, l'impulso è dato proprio dall'espressione precedente

## Condizioni di stabilità

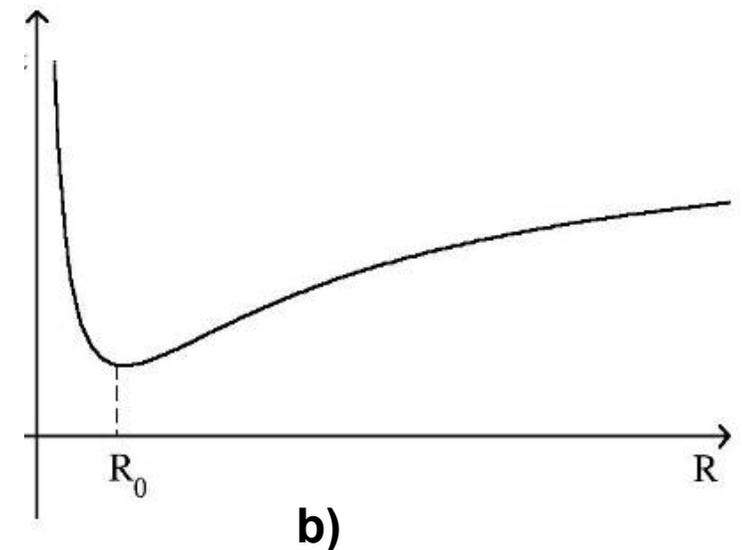
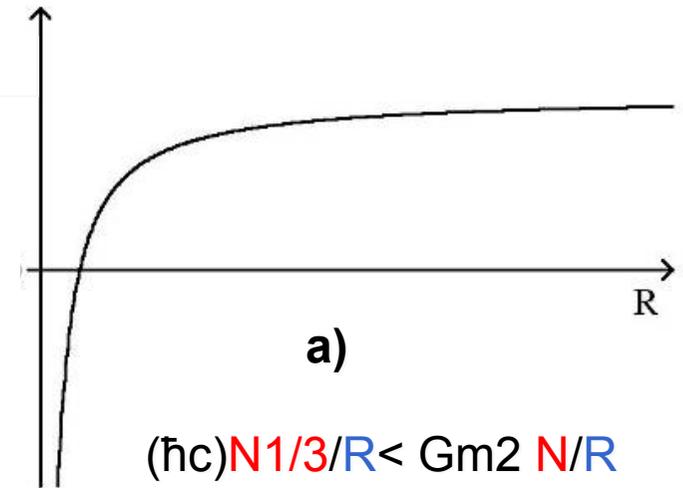
$$E(N,R) = [(\hbar c)^2 N^{2/3} / R^2 + m^2 c^4]^{1/2} - G m^2 N / R$$

- L'equazione dell'energia per particella ci permette di stabilire, per un fissato  $N$ , se esista una condizione di equilibrio (ossia di energia minima) e di determinare il raggio di equilibrio.
- Per grandi  $R$  l'espressione diventa ovviamente  $E = mc^2 - Gm^2 N/R$ , ossia l'energia si abbassa al diminuire della distanza.
- Per piccoli  $R$  sarà trascurabile il termine  $m^2 c^4$  entro la radice e dunque:

$$E(N,R) \approx (\hbar c) N^{1/3} / R - G m^2 N / R$$

- Si noti che entrambi i termini si comportano come  $1/R$  e dunque sono possibili due casi:
  - **a)** non esistono configurazione di equilibrio; la stella si contrae e diventa un buco nero
  - **b)** esiste una struttura stabile, con raggio  $R_0$  (stella di neutroni)

$E(N,R)$



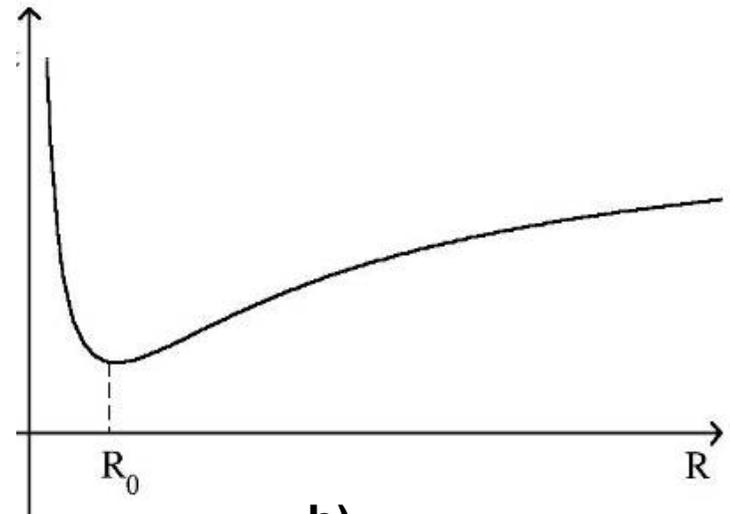
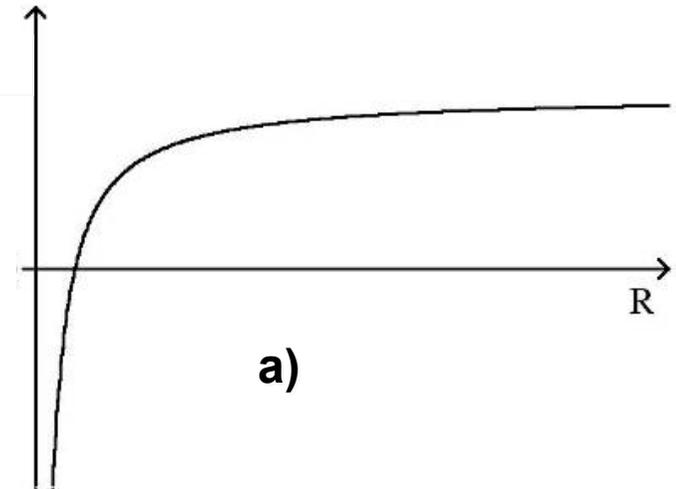
$$(\hbar c) N^{1/3} / R > G m^2 N / R$$

# Massa di Chandrasekar

$$E(N,R) = [(\hbar c)^2 N^{2/3} / R^2 + m^2 c^4]^{1/2} - G m^2 N / R$$

- La condizione limite che separa il caso a) dal caso b) si ha per  $(\hbar c) N^{1/3} / R = G m^2 N / R$  ossia  $N = [\hbar c / G m^2]^{3/2}$
- Ricordo che  $\alpha_G = G m^2 / \hbar c = 6 \cdot 10^{-39}$  e' l'equivalente della costante di struttura fine per la gravitazione, cioe' la costante adimensionale che caratterizza l'interazione gravitazionale fra due nucleoni.
- Ne segue che  $N \approx (10^{38})^{3/2} = 10^{57}$ , ovvero una massa  $M = mN \approx M_\odot$ , cioe' una massa dell'ordine della massa del Sole.
- Una stima piu' precisa mostra che la massa limite (Massa di Chandrasekar) e' di  $1.5 M_\odot$
- Dunque per valori uguali o inferiori alla massa limite abbiamo sistemi stabili, di cui possiamo studiare le proprieta', quali raggio, densita' ed energia di legame.

$E(N,R)$



# Raggio della stella di neutroni

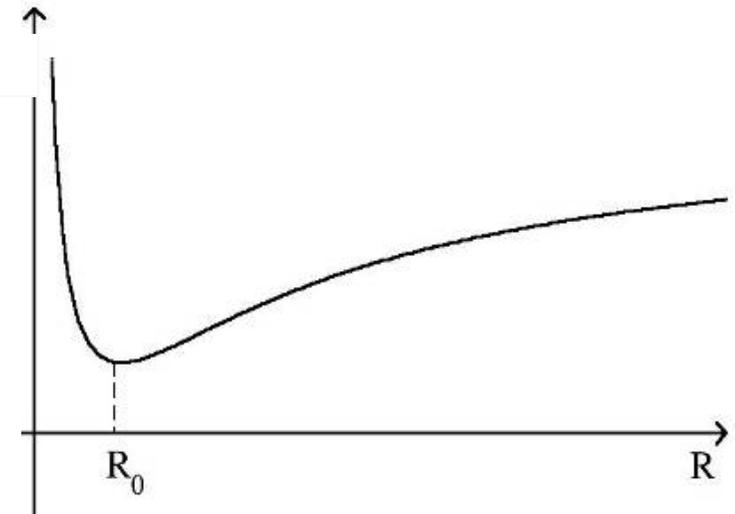
$$E(N,R) = [(\hbar c)^2 N^{2/3} / R^2 + m^2 c^4]^{1/2} - G m^2 N / R$$

- La dimensione  $R_0$  della stella all'equilibrio e' determinata da  $dE/dR = 0$
- Possiamo supporre che, intorno alla condizione d'equilibrio, i neutroni siano non relativistici (poi verificheremo a posteriori quest'ipotesi) In tal caso

$$E(N,R) = mc^2 + p^2/2m - Gm^2 N/R$$

$$= mc^2 + \hbar^2 N^{2/3} / (2mR^2) - Gm^2 N/R$$

$E(N,R)$



- Richiedendo  $dE/dR=0$  si ha  $\hbar^2 N^{2/3} / (mR_0^3) = Gm^2 N / R_0^2$  ossia

$$R_0 = \hbar^2 / Gm^3 N^{-1/3} = N^{-1/3} (\hbar c^2 / Gm^2) (\hbar c / m) = N^{-1/3} \alpha_G^{-1} \lambda_c.$$

dove si riconoscono il ruolo di  $\alpha_G$  e della lunghezza Compton del nucleone

$\lambda_c$ .

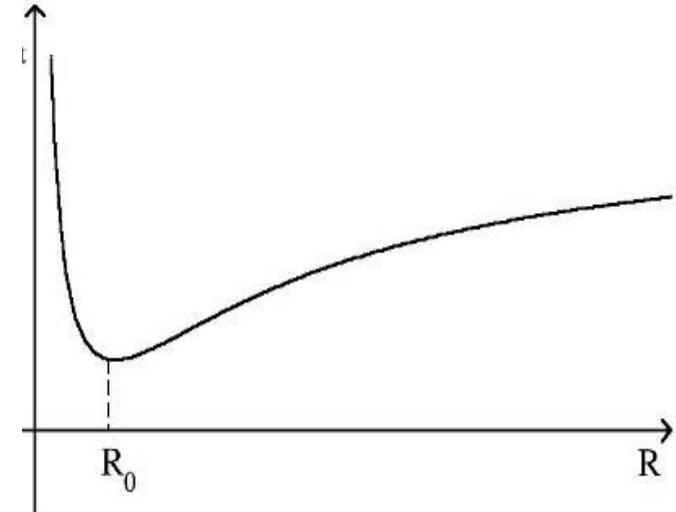
- Ponendo  $N=10^{57}$  si ha  $R_0=10\text{km}$ , ossia una stella come il nostro sole strizzata **in un raggio di 10 km**.
- A questo punto si puo' verificare che l'approssimazione non relativistica e' soddisfatta, nel senso che per (esercizio) l'impulso dei neutroni vale

# Densita' della stella di neutroni

$$E(N,R) = [(\hbar c)^2 N^{2/3} / R^2 + m^2 c^4]^{1/2} - G m^2 N / R$$

- Per il caso che abbiamo considerato ( $N=10^{57}$ ,  $R_0=10\text{km}$ , il numero di neutroni per unita' di volume e'  $N = N / (4/3\pi) R_0^3 = 0.25 \text{ fm}^{-3}$  .
- Si tratta di densita' confrontabili con quelle della materia nucleare. La stella di neutroni e' in sostanza un enorme nucleo, con tanti neutroni quanti ce ne stanno nel sole
- Osservare che abbiamo masse confrontabili con la massa del sole e dimensioni lineari piu' piccole per un fattore  $10^5$  . Le densita' sono dunque  $10^{15}$  volte maggiori, ossia dell'ordine di  $10^{15} \text{g/cm}^3$  .
- Una nana bianca e' una stella con massa confrontabile con quella solare e sostenuta dalla pressione del gas degenere di elettroni\*. In questo caso il raggio della configurazione stabile e' di circa 6000 km (il raggio della terra) e dunque le densita' sono dell'ordine di  $10^6 \text{g/cm}^3$

$E(N,R)$



\*Esercizio: determinare la condizione di stabilita' di una stella sostenuta dalla pressione del gas degenere di elettroni

## Perche' una stella di neutroni?

- Nella stella che collassa sono presenti alte temperature, corrispondenti a fotoni con energie dell'ordine del MeV, per cui i nuclei si dissociano e sono presenti e, p e n in un numero confrontabile.

- Per quel che abbiamo visto, gli impulsi tipici dei fermioni (siano essi elettroni, protoni o neutroni) sono:

$$p_i \sim \hbar N_i^{1/3}/R \sim 200 \text{ MeV}/c$$

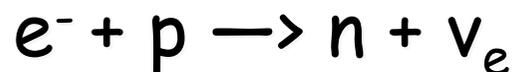
dove si e' supposto che per ciascun tipo sia per  $N_i \sim 10^{57}$ .

- Le energie tipiche sono allora :

$$T_p \sim T_n \sim p^2/2m \sim 20 \text{ MeV} \quad \text{NON RELATIVISTICI}$$

$$E_e \sim pc \sim 200 \text{ MeV} \quad \text{RELATIVISTICI}$$

- Dunque gli elettroni che urtano con i protoni hanno energie sufficienti per dare:



- I neutrini prodotti (che hanno interazioni deboli) attraversano la stella e scappano liberamente impedendo senza che avvenga la reazione inversa. Tutta la stella si trasforma in neutroni ( NEUTRONIZZAZIONE)

## Perche' i neutroni sono stabili ?

- In neutroni liberi decadono attraverso il processo beta



- Questo processo e' possibile perche'  $Q = M_n - M_p - M_e = 0.782 \text{ MeV} > 0$

- Gli elettroni prodotti, al piu' avranno energia cinetica pari a  $Q$  e dunque un impulso massimo  $p_{\text{max}}$  dell' ordine del  $\text{MeV}/c$

- All'aumentare del numero di elettroni  $N_e$  creati nella stella aumenta l'impulso di Fermi,  $p_e = \hbar N_e^{1/3} / R$  e il processo di decadimento si interrompe quando  $p_{\text{max}} = p_e$

- Cio' significa che il numero degli elettroni prodotti sara'  $N_e = (p_{\text{max}} R / \hbar)^3$  il cui rapporto rispetto al numero dei neutroni  $N$  e'

$$Y = N_e / N = [p_{\text{max}} R / \hbar N^{1/3}]^3 = [p_{\text{max}} / p_n]^3 \approx 10^{-7}$$

In altri termini, dopo che e' decaduta una piccola frazione di neutroni, il resto sono stabili.

## Energia liberata nella formazione della stella di neutroni

- Per ogni neutrone, l'energia guadagnata nella formazione della stella di neutroni è  $\Delta = mc^2 - E(N, R_0)$
- Poiché vale l'approssimazione non relativistica, ho dunque;

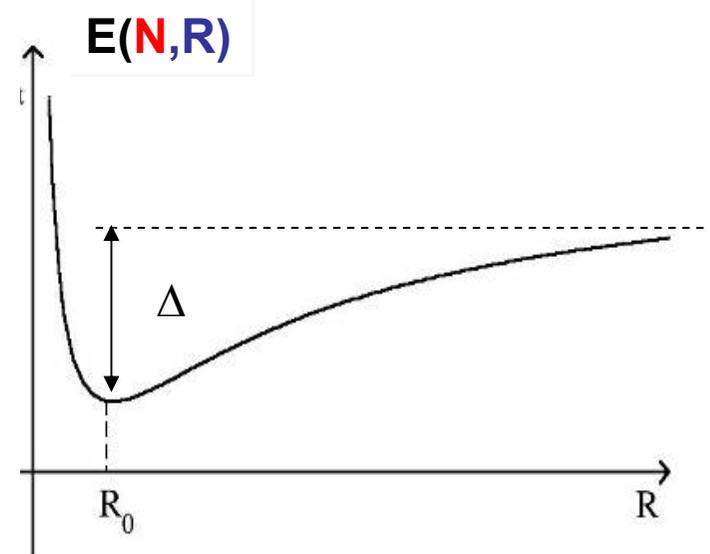
$$\square \Delta = p^2/2m - Gm^2N/R = T - U$$

- È facile vedere che per  $R=R_0$   $T = \frac{1}{2} U$  e dunque

$$\Delta = \frac{1}{2} U = \frac{1}{2} Gm^2N/R_0 .$$

- Questo per ciascun neutrone e dunque l'energia totale liberata è  $E_b = N \Delta$  ossia

$$E_b \approx \frac{1}{2} \frac{G_N M^2}{R_0} = 10^{46} \text{ J} \left( \frac{M}{M_{\text{sole}}} \right)^2 \left( \frac{10 \text{ Km}}{R} \right)$$



- Per renderci conto di questa quantità di energia,  $\approx 10^{46}$  ricordiamo che la luminosità del sole è  $4 \cdot 10^{26} \text{ W}$ , dunque questa è l'energia che il sole irraggierebbe in  $10^{12}$  anni, ovvero l'energia irraggiata dalla galassia in circa 30 anni.

# Produzione di neutrini

- Durante il collasso la stella è “calda” con energie cinetiche delle particelle di  $\sim 10\text{-}100$  MeV.
- In queste condizioni c'è tutta una serie di reazioni che possono produrre neutrini:

## - Neutronizzazione:

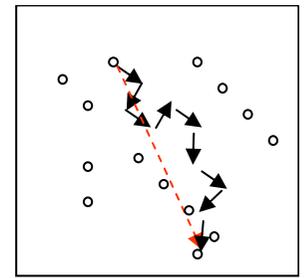
- $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$  (cattura elettronica da protoni liberi)
- $e^- + (Z,A) \rightarrow \nu_e + (Z-1,A)$  (cattura elettronica da nuclei)

## - Produzione di coppie:

- $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \text{anti-}\nu$  (annichilazione di coppie)
- $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \nu + \text{anti-}\nu$  (fotoannichilazione)
- $e^- + (Z,A) \rightarrow (Z,A) + e^- + \nu + \text{anti-}\nu$  (bremsstrahlung)

• Da notare che nelle reazioni di neutronizzazione vengono prodotti solo neutrini elettronici, mentre nei processi di produzione di coppie vengono prodotti sia neutrini che antineutrini, di qualsiasi famiglia.

# Opacita' della materia all'attraversamento dei neutrini



• I neutrini possono attraversare generalmente enormi distanze senza effettuare urti, ma non sempre è così. Nella materia estremamente densa, i processi di assorbimento e di scattering impediscono ai neutrini di scappare liberamente dal nucleo che collassa e dalla materia circostante.

• Val la pena di ricordare che la densità in una stella di neutroni è dell'ordine

$$n \approx 10^{57} / (4 \cdot 10^{18} \text{cm}^3) \approx 2.5 \cdot 10^{38} / \text{cm}^3$$

• Lo scattering su nucleoni liberi e su nuclei pesanti è la sorgente principale di opacità per i neutrini:

• Lo scattering elastico su nucleoni:  $\nu + n \rightarrow \nu + n$ , ha sezione d'urto

$$\sigma \approx 10^{-43} \text{cm}^2 (E / 1 \text{MeV})^2$$

• Lo scattering elastico coerente su nuclei pesanti,  $\nu + (Z, A) \rightarrow \nu + (Z, A)$ , ha sezioni d'urto

$$\sigma \approx 10^{-45} \text{cm}^2 A^2 (E / 1 \text{MeV})^2$$

• Le temperature del sistema sono dell'ordine  $T \approx 4 \cdot 10^{10} \text{K} \Leftrightarrow kT \approx 3 \text{MeV}$  e vengono prodotti neutrini con energie dell'ordine della decina di MeV. Neutrini con queste energie hanno  $\sigma \approx 10^{-40} \text{cm}^2$  e dunque cammino libero medio dell'ordine di

$$\lambda = 1/n\sigma \approx 1 / [(10^{-40} \text{cm}^2)(2.5 \cdot 10^{38} \text{cm}^{-3})] \rightarrow \lambda \approx 40 \text{cm}$$

## La diffusione di neutrini in una proto-stella di neutroni

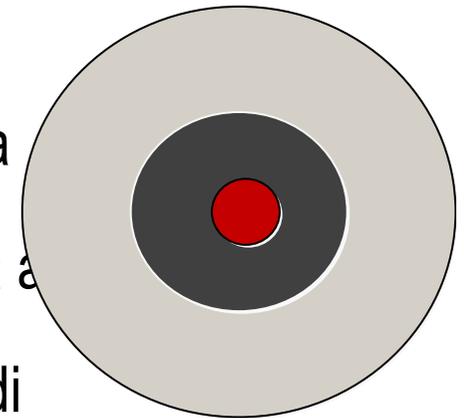
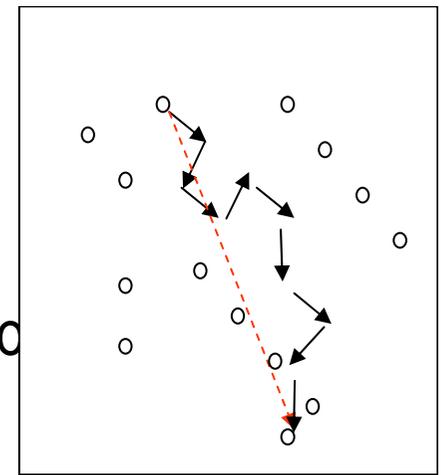
- Stimiamo il tempo necessario perché i neutrini possano emergere dalla stella di neutroni, con raggio  $r \approx 10$  km
- Poiché il libero cammino medio soddisfa a  $\lambda \ll r$  i neutrini fanno molti urti prima di poter uscire dalla stella.
- La legge del moto browniano ci dice che la distanza percorsa mediamente in un tempo  $t$  è data da

$$\langle R^2 \rangle = \lambda v t$$

- Ponendo  $\langle R^2 \rangle = r^2$  e tenendo presente che per neutrini  $v=c$  ricava:  
$$t \approx r^2 / \lambda v \approx 1 \text{ s}$$
- Va ancora osservato che fuori dalla stella di neutroni la materia è ancora assai densa ed opaca ai neutrini. La neutrino-sfera, cioè la posizione della superficie di ultimo scattering è situata a distanze dell'ordine di 100 km dal centro. In definitiva, il tempo necessario perché i neutrini possano fuoriuscire è dell'ordine di 10 secondi,

$$t_{\text{dif}} \approx 10 \text{ s}$$

- La materia è comunque molto più opaca alla radiazione: l'energia dunque viene trasportata quasi interamente dai neutrini, e solo una frazione assai inferiore all' 1/100 è sotto forma di radiazione e.m.



## Emissione di neutrini

- Neutrini e antineutrini trasportano dunque pressoché tutta l'energia emessa nel collasso gravitazionale. La potenza emessa è dunque:

$$W = E_b/t_{\text{dif}} \approx 10^{52} \text{ erg/s}$$

- L'energia è trasportata da neutrini con energie medie  $\varepsilon = 10 \text{ MeV}$ .

Ne segue che la luminosità neutrinica è

$$L = dN_\nu/dt = W/\varepsilon \approx 10^{57} \text{ s}^{-1}.$$

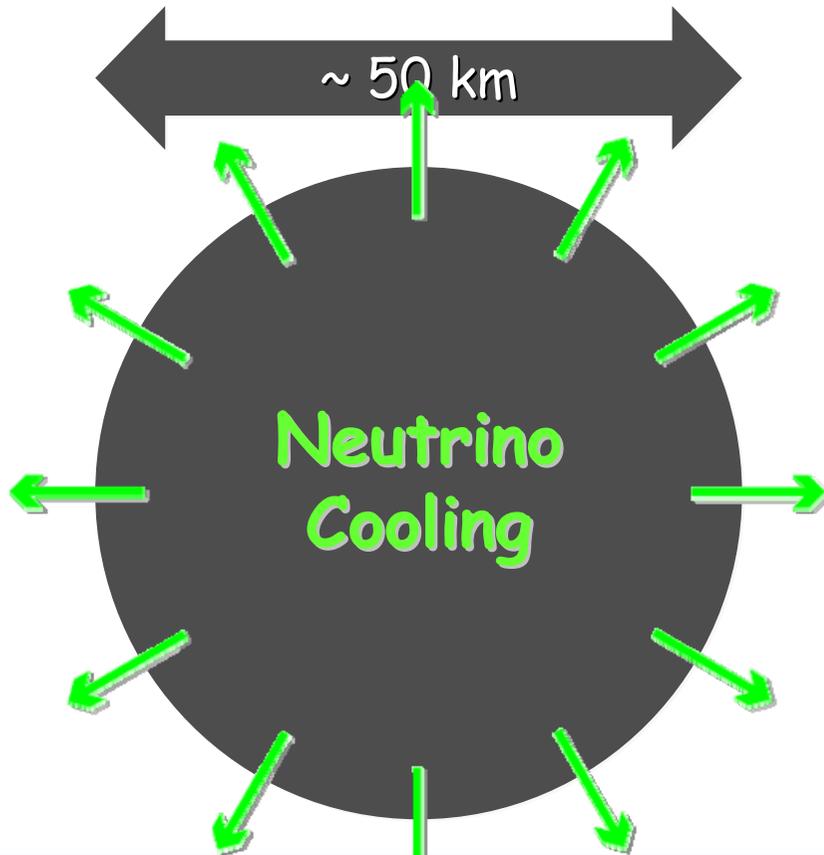
- Il flusso a distanza  $D$  sarà dunque  $\Phi = L/(4\pi D^2)$ ; ponendo  $D = 10 \text{ kpc}$  si ottiene per una supernova al centro della galassia

$$\Phi \approx 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

- Questo flusso è più intenso – nel tempo di una decina di secondi – di quello del sole.
- Da notare che questo flusso è ripartito, in maniera approssimativamente uguale, fra
- neutrini e antineutrini di ogni famiglia.
- In particolare, c'è un flusso pari a circa  $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  **antineutrini elettronici**, mentre il sole emette neutrini

# Riassunto: Collasso stellare ed esplosione di Supernova

## Stella di Neutroni “neonata”



Stella Proto-Neutronica  
 $\rho \approx \rho_{\text{nuc}} = 3 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$   
 $T \approx 30 \text{ MeV}$

Energia di legame gravitazionale:

$$E_b \approx 10^{53} \text{ erg} \approx 10\% M_0 c^2$$

Questa viene emessa come:

99% Neutrini

1% Energia cinetica

0,01% Radiazione elettromagnetica

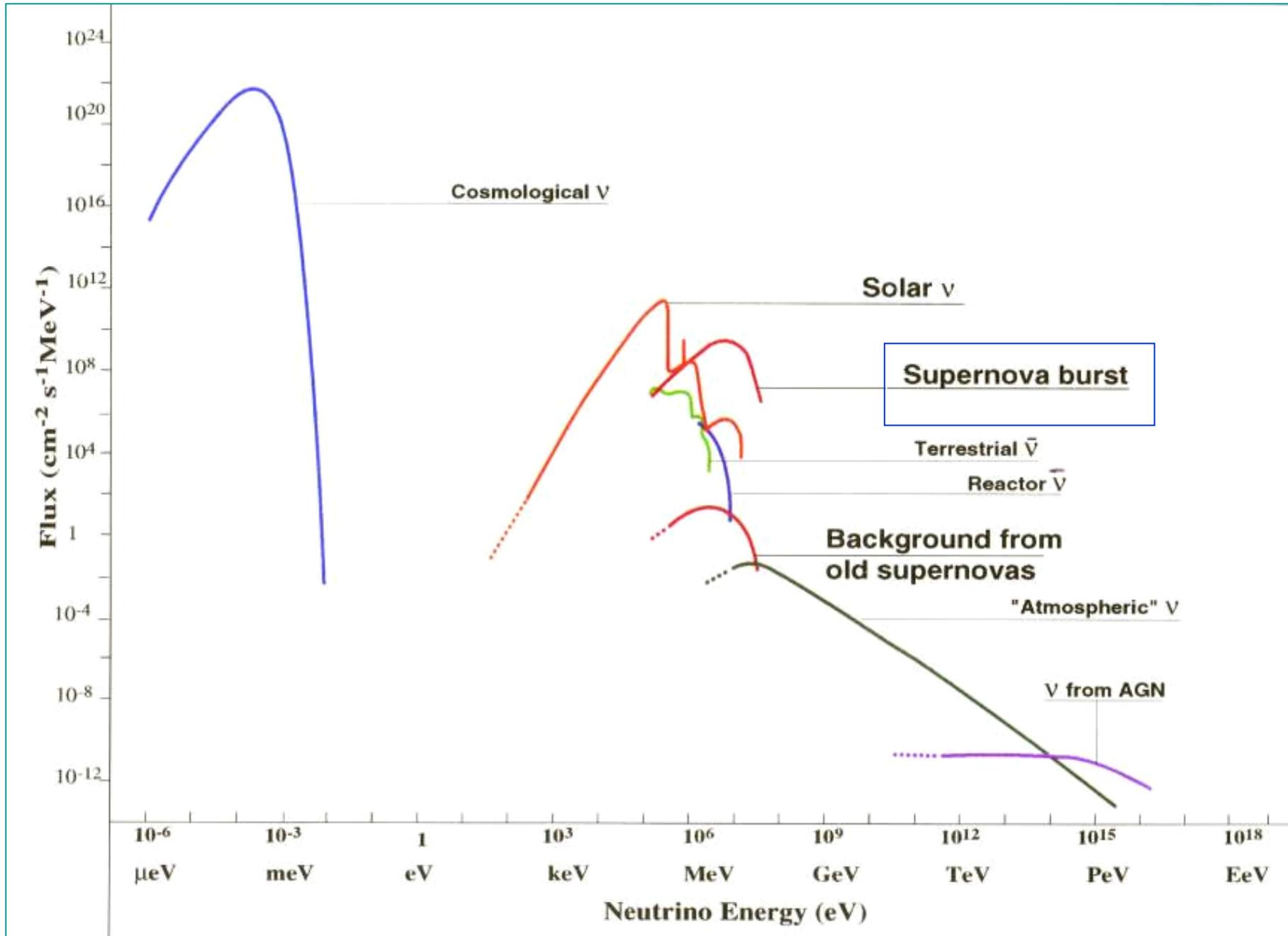
Luminosità dei neutrini:

$$L_\nu \approx 10^{52} \text{ erg / sec}$$

$$\approx 10^{19} L_0$$

Finche' dura, brilla piu' dell'intero universo visibile.

# Il burst di una supernova nel centro della galassia a confronto con altre sorgenti naturali di neutrini

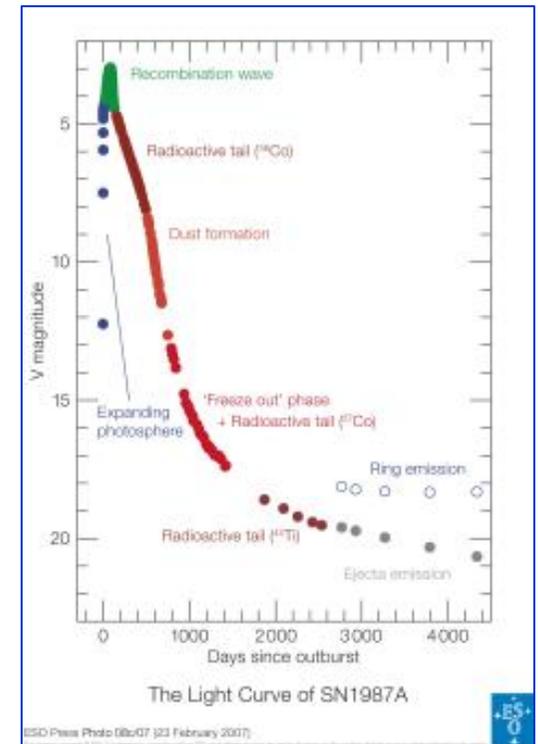
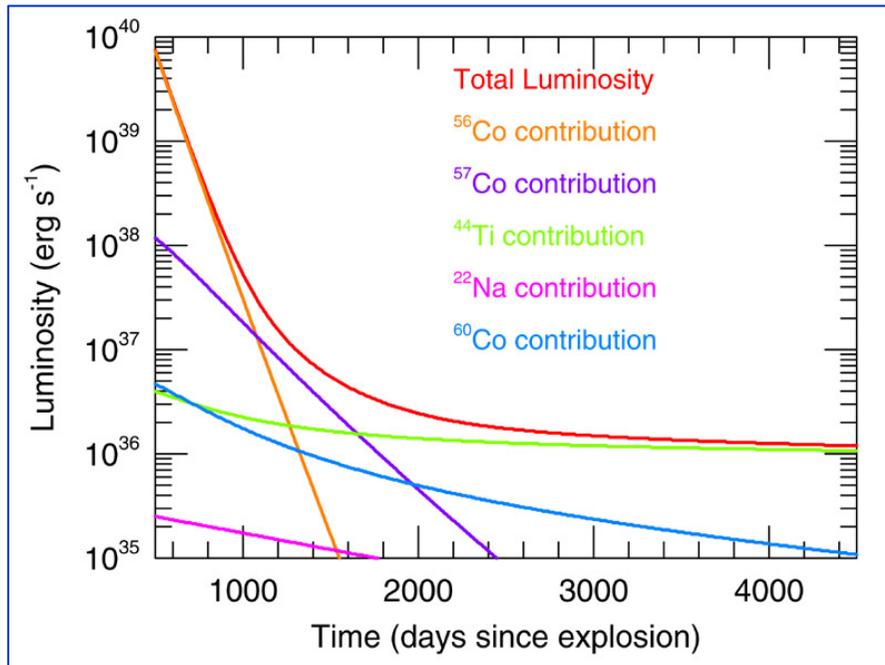




# La Supernova SN1987a

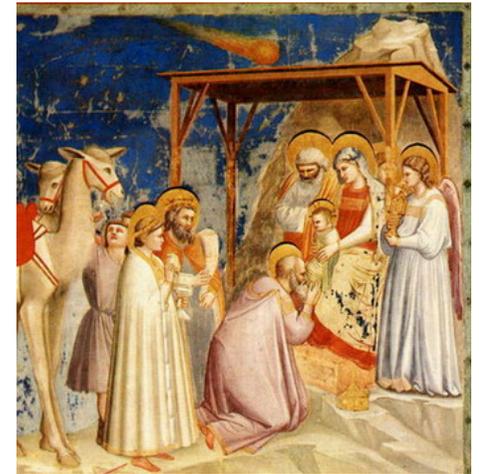
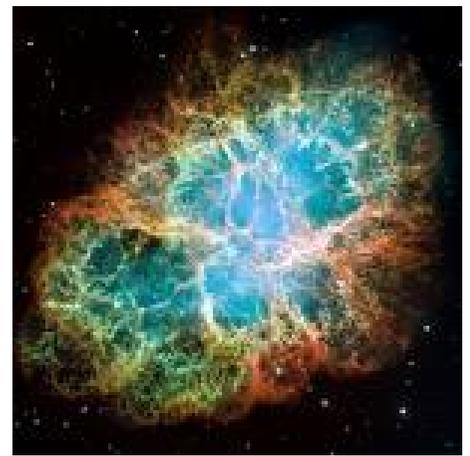


- Nel Febbraio 1987 e' stata osservata una SN nella grande nube di Magellano\*, una piccola galassia satellite della Via Lattea, a distanza di circa 50 kpc da noi
- Per la prima volta, sono stati rivelati i neutrini provenienti da una Supernova, aprendo la strada della astronomia extra-solare con neutrini
- I risultati e le implicazioni di queste osservazioni saranno discusse nell'ultimo capitolo



# Supernovae storiche e rate di supernovae

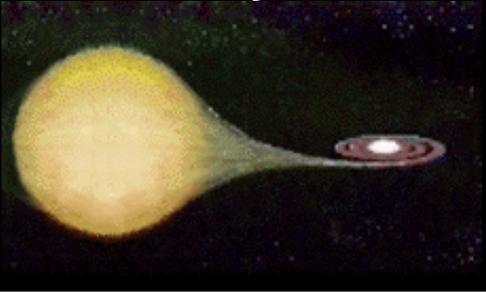
- SN 1987A nella LMC (Grande nube di Magellano) e' la sola con identificazione certa di una stella progenitrice.
- Nella nostra Galassia, in epoca storica sono state osservate una decina di supernovae
- Si ritiene che in una Galassia come la nostra ci siano circa 2 supernovae per secolo
- Se ne sono osservate ben di meno, perche' i) la civiltà si e' sviluppata nell'emisfero boreale, e non ha visto per secoli il centro galattico, dove ci si aspetta un numero maggiore di esplosioni
- ii) le polveri oscurano l'osservazione di buona parte del cielo, almeno ad occhio nudo
- L'universo osservabile contiene  $10^{11}$  Galassie; se queste hanno lo stesso rate di esplosioni della nostra, quindi in un anno ci sono  $10^9$  SN anno



# Tipo Ia vs. Core-Collapse Supernovae

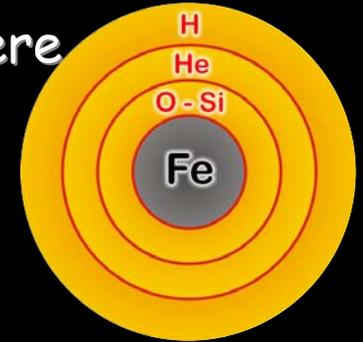
## Tipo Ia

Nane bianche carbonio-ossigeno  
(resto di una  
piccola stella)  
accresce materia  
da una compagna



## Core collapse (Tipo II, Ib/c)

Nucleo di ferro degenerare  
di una stella massiva  
accresce materia  
dalla combustione  
nucleare superficiale



Il limite di Chandrasekhar e' raggiunto -  $M_{Ch} \approx 1.5 M_{\odot}$

COLLASSO AVVIENE IN

combustione nucleare di C e O  
→ deflagrazione nucleare ("bomba a  
fusione" innescata dal collasso)

Collasso a densita' nucleari  
Implosion → Explosion

Potenziata dalla energia nucleare

Potenziata dalla gravita'

Guadagno di energia nucleare  
~ 1 MeV per nucleone

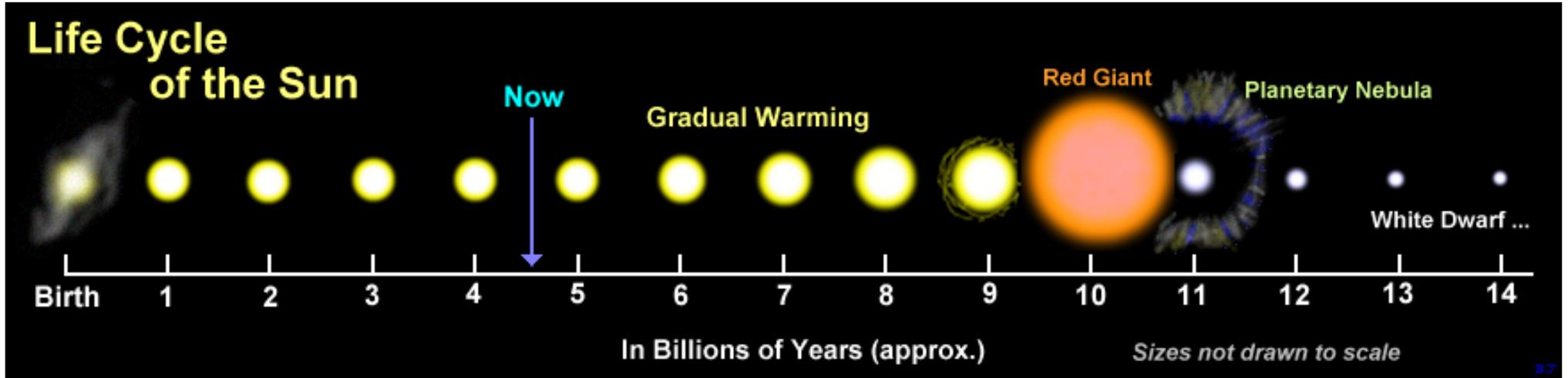
Guadagno di energia gravitazionale  
~ 100 MeV per nucleone  
99% in neutrini

Energia rilasciata "visibile" e' comparabile ~  $3 \times 10^{51}$  erg

# Appendice:

- Il destino del sole
- Sandoulek e SN 1987A

# Il destino del sole



**Sanduleak -69 202**

**Supernova 1987A**

**23 Febbraio 1987**



**L' inizio dell' astrofisica di  
supernovae con neutrini**