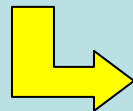


Struttura stellare

- Lavori pionieristici nel 1800 di Helmholtz, Ritter, Kelvin, Lane, Emden: le stelle sono sfere di gas calde autogravitanti in equilibrio idrodinamico
- Modelli approssimati di Eddington, Milne, Russell, Strömngren, Chandrasekhar
- Equilibrio energetico
- Modelli completi di Salpeter, Hoyle, Schwarzschild, Bethe, Fowler, E. & G. Burbidge
- Modelli numerici statici ed evolutivi con fisica microscopica

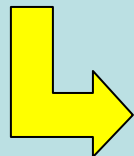
Nelle stelle (e quindi anche nel Sole) avvengono spontaneamente le reazioni di fusione termonucleare che bruciano idrogeno trasformandolo in elio, l'unico processo in grado di spiegare la lunga esistenza delle stelle. Due condizioni permettono di stimare le condizioni interne delle stelle:

equilibrio idrostatico (legge di Stevino)



$$dP = -\rho g dr$$

equazione di stato dei gas perfetti



$$P = \frac{nRT}{V} = NkT = \frac{k}{m m_H} \rho T$$

Dalla prima si ricava la pressione al centro del Sole:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho g = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} = -\frac{4}{3} \pi G \rho^2 r$$

$$\int_r^{R_0} \frac{4}{3} \pi \bar{\rho}^2 G r dr = \frac{2}{3} \pi \bar{\rho}^2 G (R_0^2 - r^2) = P(r) - P(R_0)$$

$$P(r=0) = P_C = \frac{2}{3} \bar{\rho}^2 G R_0^2 = \frac{3GM_0^2}{8\pi R_0^4} = \frac{\bar{\rho} GM_0}{2R_0} \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ Pa}$$

Dalla seconda si ricava la temperatura al centro del Sole: $T_C \sim 1,5 \cdot 10^7 \text{ K} \sim 1 \text{ keV}$

un valore circa 100 volte inferiore all'energia repulsiva elettrostatica tra 2 protoni alla distanza $r \sim 10^{-14} \text{ m}$.

Equilibrio idrodinamico ed energetico

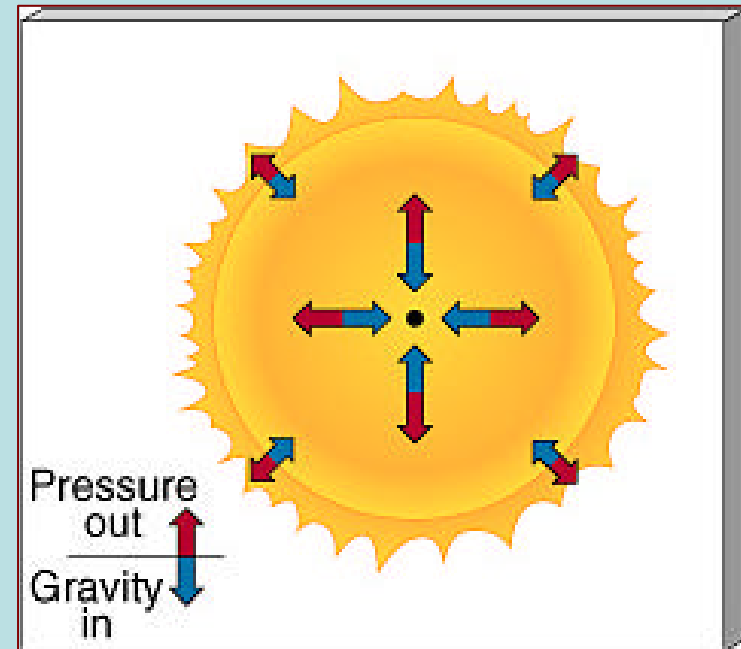
- Sfera di gas autogravitante in simmetria sferica
- Si trascurano effetti centrifughi e magnetici

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}$$

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r') r'^2 dr$$

$$L(r) = 4\pi \int_0^r \epsilon(r') \rho(r') r'^2 dr$$

$\epsilon(r)$ = produzione di energia



- Trasporto di energia

- per radiazione

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{rad} = -\frac{3 \bar{\kappa} r L(r)}{4ac T^3 4\pi r^2}$$

- per convezione

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{conv} = -\frac{g - 1}{g} \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}$$

- criterio di Schwarzschild: localmente viene scelto il gradiente meno ripido

- Equazione di stato

- gas perfetto

$$P_g = \frac{k}{mH} \rho T \quad \frac{1}{m} = 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z$$

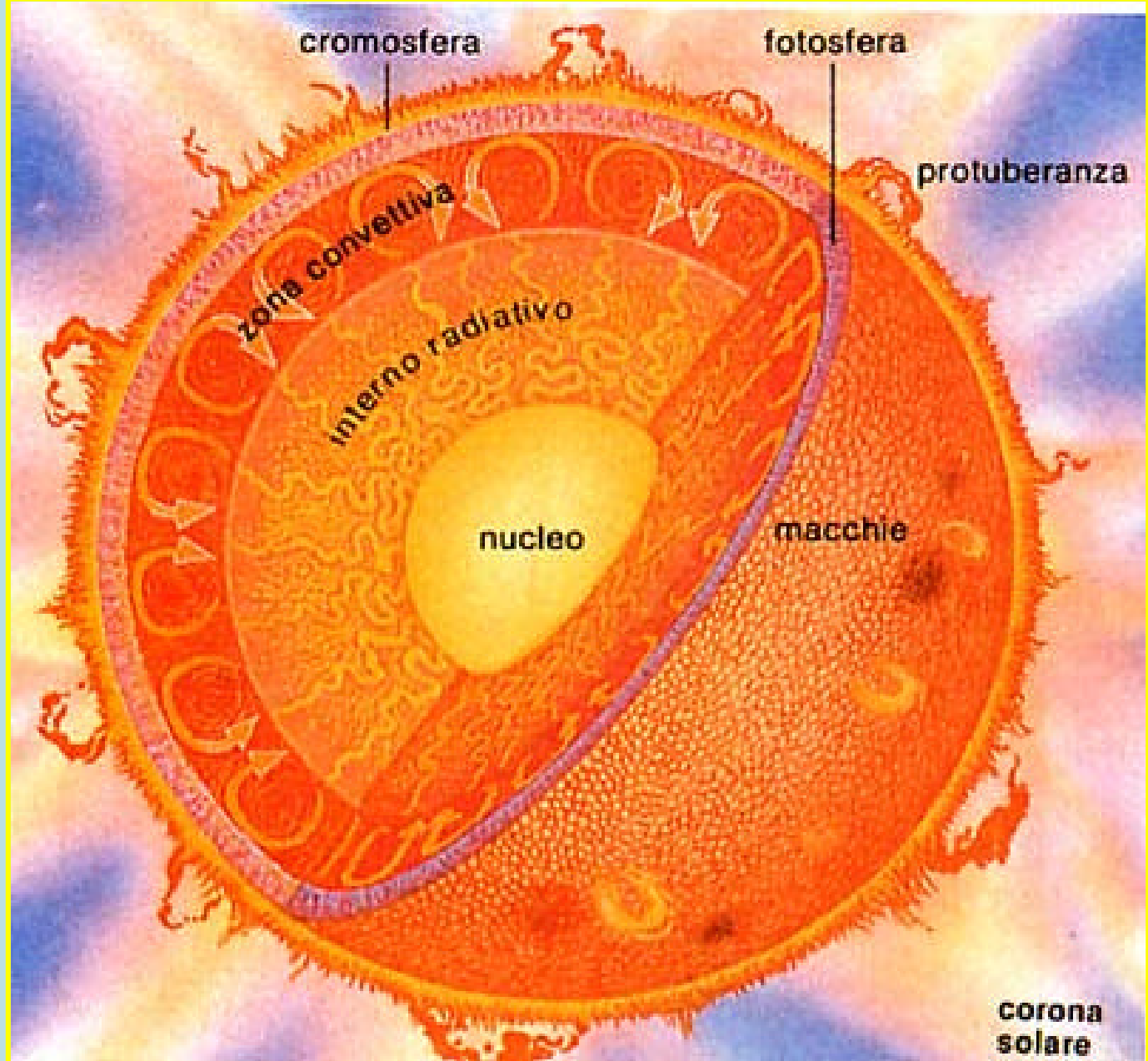
- gas di fotoni

$$P_r = \frac{1}{3} a T^4$$

- gas degeneri

$$P_{gd, nrel} = \frac{h}{m} \left(\frac{\rho}{mH}\right)^{5/3} \quad P_{gd, rel} = hc \left(\frac{\rho}{mH}\right)^{4/3} hc$$

Sole

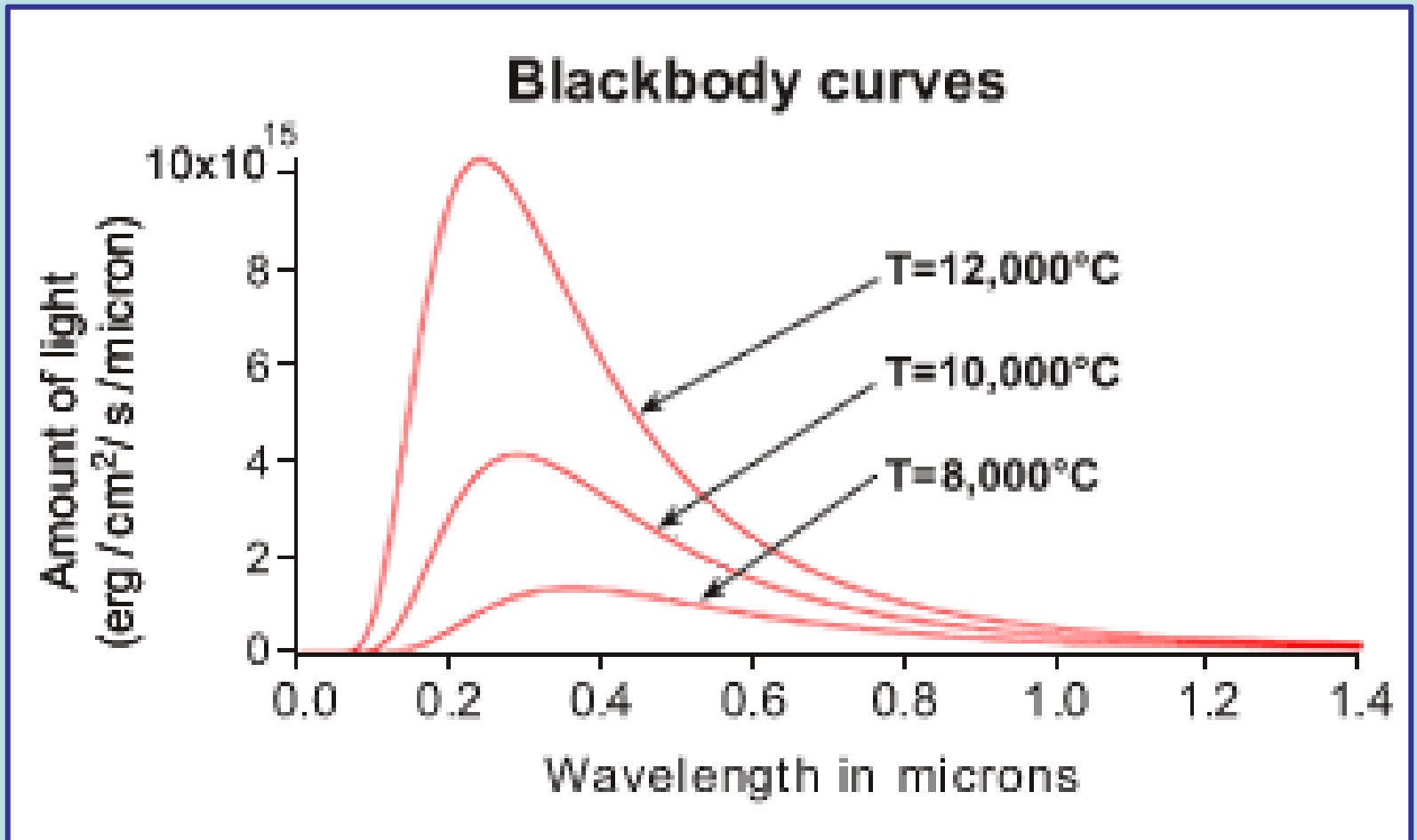


Struttura del Sole

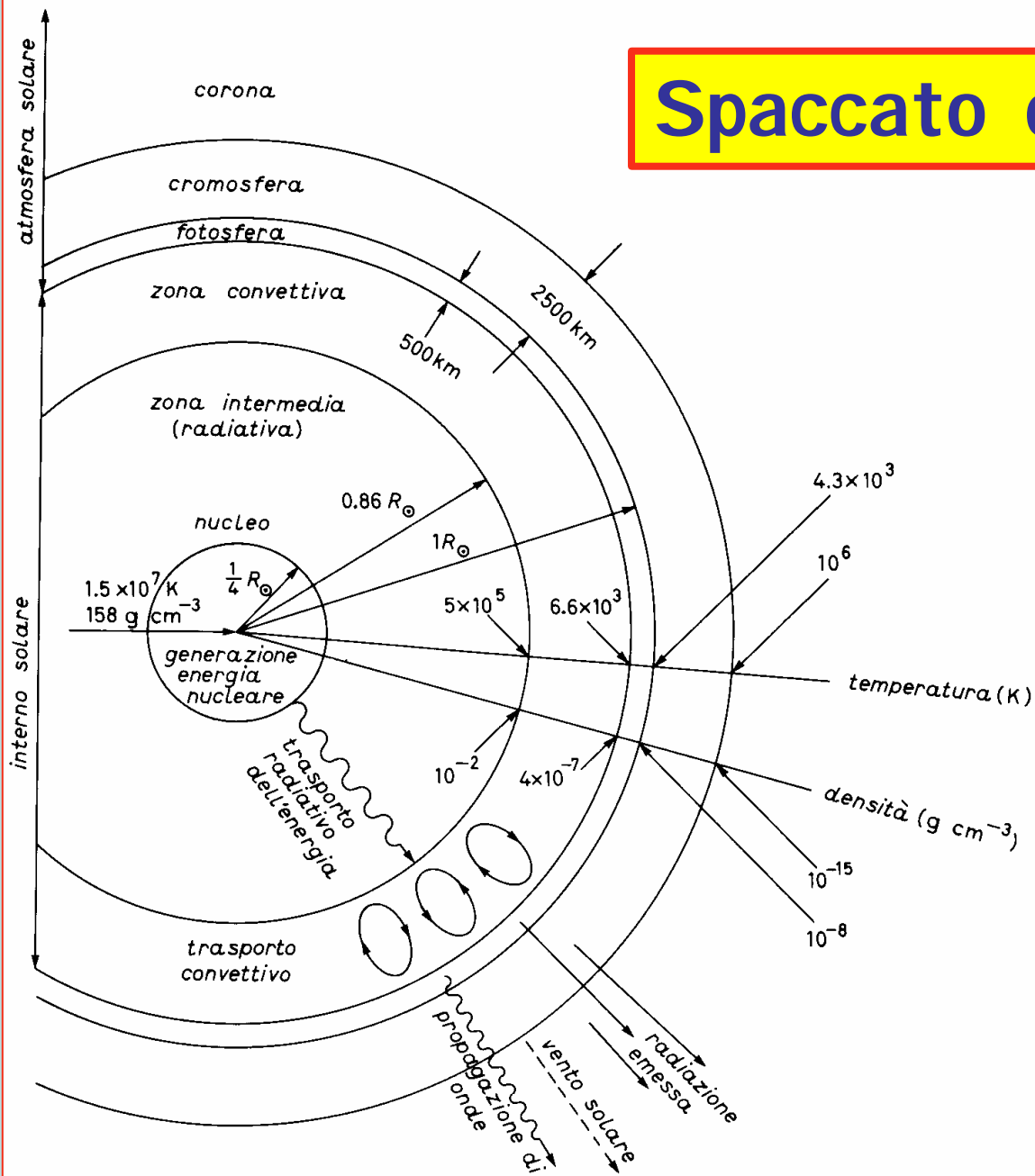
Caratteristica	Valore
Distanza	$1.5 \cdot 10^{11}$ m
Raggio	$7 \cdot 10^8$ m
Massa	$2 \cdot 10^{30}$ Kg
Densità	$1.4 \cdot 10^3$ kg/m ³
Luminosità	$3.8 \cdot 10^{26}$ W
Temperatura effettiva	5800 K
Densità centrale	$1.5 \cdot 10^5$ kg/m ³
Pressione centrale	$6 \cdot 10^{14}$ Pa
Temperatura centrale	$1.3 \cdot 10^7$ K
Età	$1.4 \cdot 10^{17}$ s

$$G \frac{m_P M_O}{d^2} = m_P a_c = \frac{m_P v^2}{d} = m_P \left(\frac{2pd}{T} \right)^2 \frac{1}{d}$$

$$M_O = \frac{4p^2 d^3}{GT^2}$$

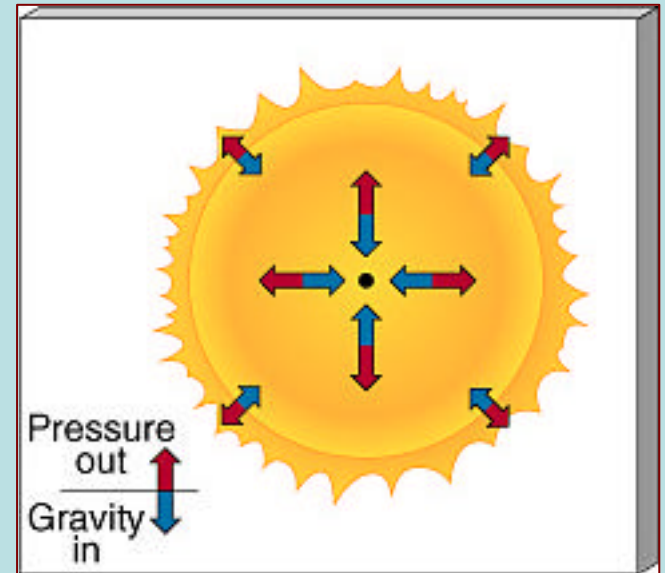


Spaccato del Sole



Le condizioni di equilibrio

- L'energia rilasciata nel processo di fusione nucleare bilancia le forze gravitazionali
- Durante tutta la vita di una stella queste due forze determinano le condizioni di equilibrio e gli stadi evolutivi



Tempi evolutivi solari

Il Sole deve avere un'età almeno pari a quella della Terra ($4,5 \cdot 10^9$ anni) e non deve aver avuto variazioni troppo grandi di luminosità. Ciò vuol dire che, nel complesso, deve aver prodotto l'energia.

$$E = Lt = 4 \cdot 10^{26} \cdot 4.5 \cdot 10^9 \cdot 3.1 \cdot 10^7 \approx 6 \cdot 10^{43} \text{ J}$$

corrispondente a $\epsilon \sim 3 \cdot 10^{13}$ J/kg. L'ossidazione del carbonio fornisce solo $\epsilon \sim 9 \cdot 10^6$ J/kg, mentre la contrazione gravitazionale può aver prodotto, in tutto l'energia:

Le reazioni di fusione di H in He sono invece in grado di produrre $\epsilon \sim 6 \cdot 10^{14}$ J/kg e di garantire l'esistenza del Sole per oltre 10^{10} anni.

$$E_P = - \int_0^R \left(\frac{4}{3} \rho r^3 \right) (4 \rho r^2 dr) \frac{G}{r} =$$
$$= - \frac{1}{3} (4 \rho r)^2 G \int_0^R r^4 dr = - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} = 2 \cdot 10^{41} \text{ J}$$

Teorema del viriale

- Un sistema di punti evolve in condizioni di quasi-equilibrio modificando l'energia cinetica e potenziale degli stati iniziale e finale secondo la relazione

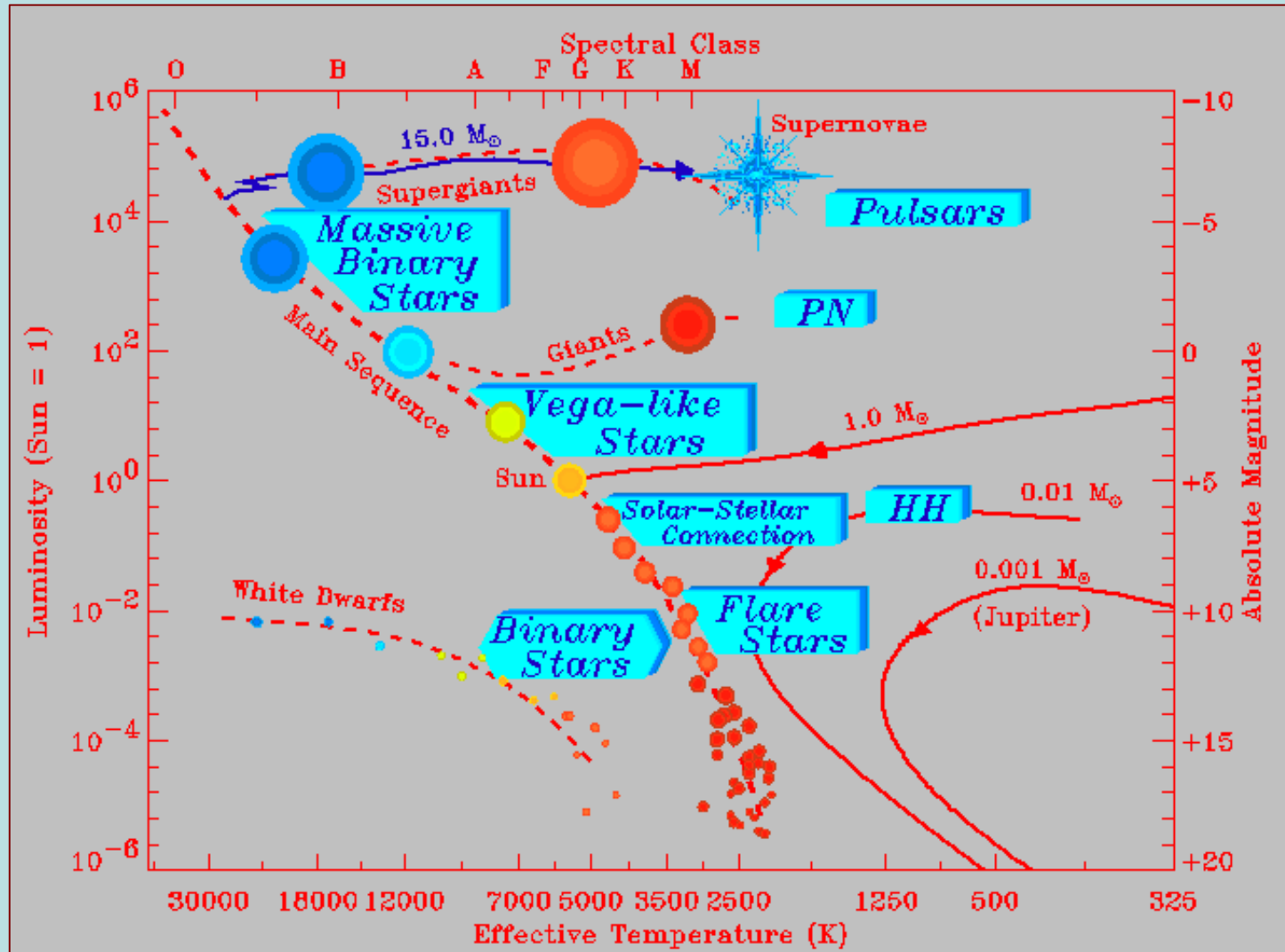
$$2K + W = 0$$

- Definendo l'energia cinetica dell'insieme di punti per mezzo dell'energia interna del sistema macroscopico

$$K = \frac{3}{2}(\mathbf{g} - 1)U_{\text{int}} \quad W = -\frac{GM^2}{R}$$
$$\frac{dW}{dt} = -3(\mathbf{g} - 1)\frac{dU_{\text{int}}}{dt}$$

- Per $\mathbf{g} > 4/3$ una variazione dell'energia gravitazionale comporta una variazione dell'energia interna di segno opposto: contrazione = riscaldamento, espansione = raffreddamento. Per $\mathbf{g} < 4/3$ il sistema è instabile

Evoluzione stellare



Formazione stellare

- Criterio di Jeans per il collasso gravitazionale (1902)

$$2K + W \approx 0$$

$$W \approx -\frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c} \quad K = \frac{3}{2} NkT \quad N = \frac{M_c}{mH} \quad R_c = \left(\frac{3M_c}{4pr_0} \right)^{1/3}$$

$$\frac{3M_c kT}{mH} \leq \frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c}$$

- Massa e lunghezza di Jeans

$$M_J \approx \left(\frac{5kT}{GmH} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4pr_0} \right)^{1/2}$$

$$R_J \approx \left(\frac{15kT}{4pGmHr_0} \right)^{1/2}$$

- Nella Galassia oggi si formano stelle con $M > 10^5 M_\odot$

RUOLO DELLA MASSA NELL'EVOLUZIONE STELLARE

Legami molecolari ~ 0.1 eV

Legami atomici ~ 10 eV

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$M(r) = \frac{4}{3} \rho r^3$$

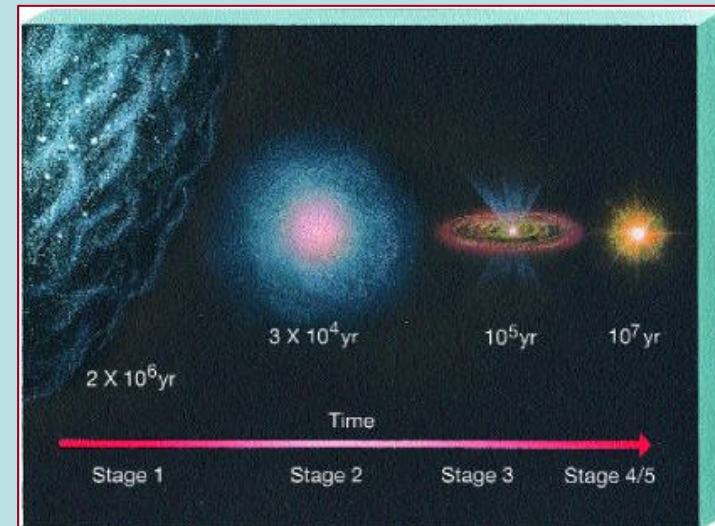
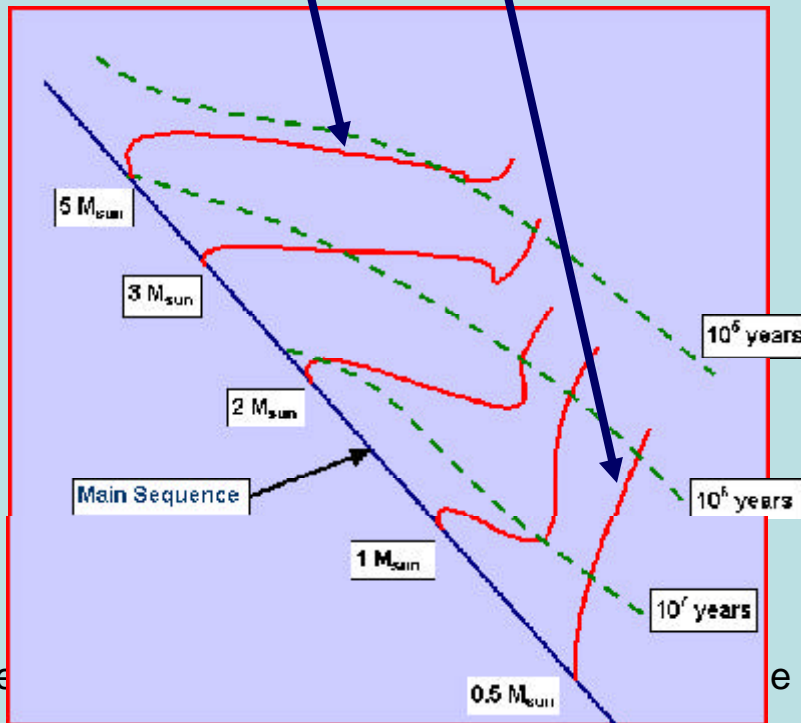
$$\frac{dP}{dr} = -\rho g(r) = -\rho G \frac{M(r)}{r^2} = -\rho G \frac{4\rho r^3}{3r^2}$$

$$P(r) = P_c - \frac{2\rho}{3} G r^2; \quad P_c = \frac{2\rho}{3} G R^2 = \frac{3M^2 G}{8\rho R^4}$$

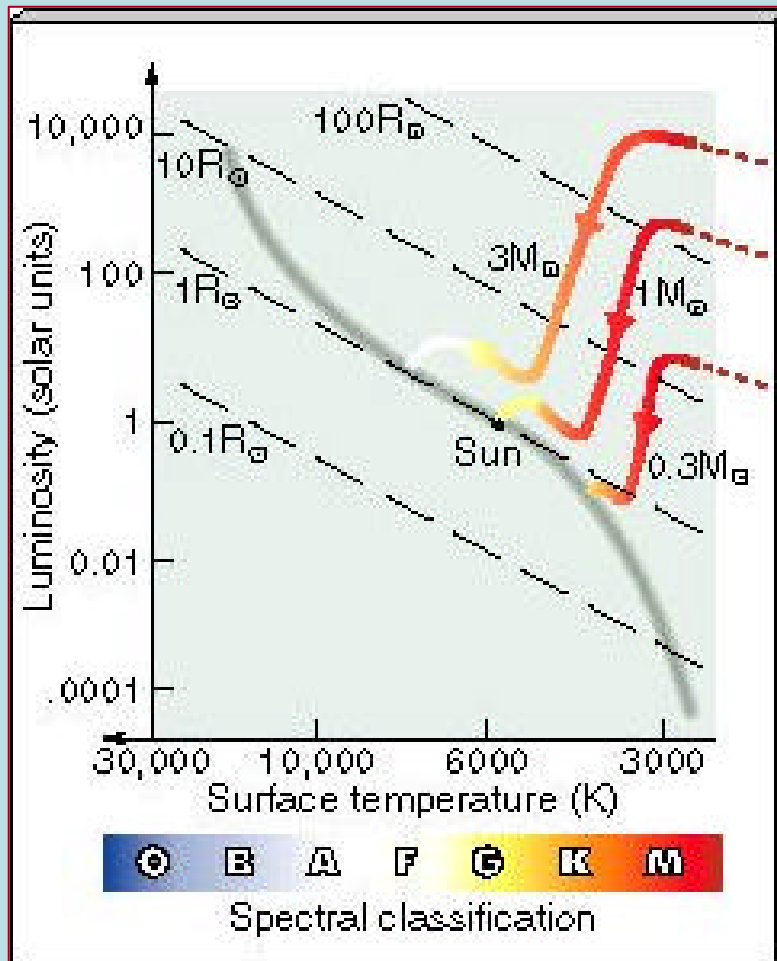
$$e = \frac{P_c}{n} = \frac{3M^2 G}{8n\rho R^4}$$

Tracce evolutive pre-sequenza

- Fase di Hayashi convettiva
- Fase di Henyey radiativa
- Accensione del bruciamento dell'idrogeno (teorema del viriale)



Sequenza principale di età zero



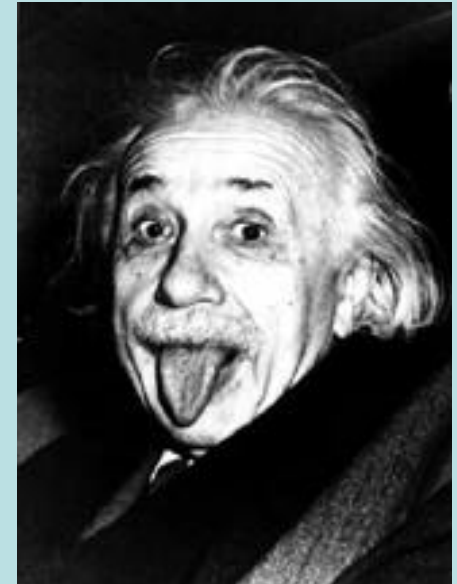
Stelle $M < 0.08 M_{\odot}$
non raggiungono
le temperature per
innescare le reazioni
termonucleari

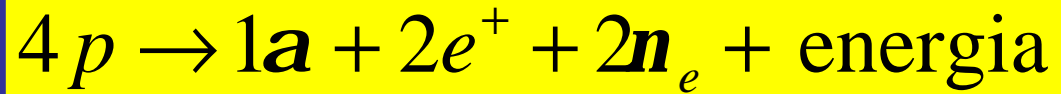
Stelle $M > 100 M_{\odot}$
non sono stabili

Fusione nucleare

- A circa 15 milioni di gradi avviene la fusione al centro di una stella
- $4 \text{ } (^1\text{H}) \rightarrow \text{}^4\text{He} + 2 \text{ e}^+ + 2 \text{ neutrini} + \text{energia}$
- Ma da dove proviene l'energia ?
- Dal fatto che la massa di 4 ^1H e' maggiore della massa di 1 ^4He

$$E = mc^2$$





Quanta energia viene liberata?

- L'energia liberata è ~ 26 MeV
- $= 4 \times 10^{-12}$ Joule
- $= 1 \times 10^{-15}$ Calorie

- Il Sole libera questa energia 10^{38} volte al secondo
- ma ha 10^{56} atomi di H da bruciare

Il numero di urti tra protoni si può calcolare conoscendo il loro libero cammino medio e la loro velocità media. Gli urti sono in maggior parte elastici, ma i protoni di più alta energia (anche per effetto tunnel) possono produrre la fusione termonucleare.

Si libera nel complesso l'energia di legame dell'elio e l'energia di annichilazione dei 2 positroni ($e^+e^- \rightarrow 2\gamma$). In totale circa 27 MeV, o circa 0,7% dell'energia di massa dei 4 protoni. La massa viene dunque trasformata in energia con un'efficienza $\epsilon \sim \mathbf{0,007}$, a cui corrisponde la produzione di $0,007 c^2 = 6 \cdot 10^{14}$ J/kg.

Ritmo delle reazioni di fusione

Dalla definizione di libero cammino medio $N\chi\sigma = 1$, e di sezione d'urto:

$$s = p\hat{\lambda}^2 = p\left(\frac{h}{mv}\right)^2$$

si ottiene:

$$c = \frac{1}{sN} = \frac{m^2v^2}{ph^2N} = \frac{2mkT}{ph^2N} \approx 10^{-7} \text{ m}$$

per i protoni

Essendo

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

il tempo medio tra 2 urti successivi è:

$$t = \frac{c}{v} = 2 \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

si hanno circa $5 \cdot 10^{12}$ urti al secondo tra protoni, quasi tutti elastici per la loro repulsione elettrostatica:

$$E_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \approx 10^{-14} \text{ J} \approx 100 \text{ keV} \text{ a } r = 10^{-14} \text{ m, per } Z_1 = Z_2 = 1$$

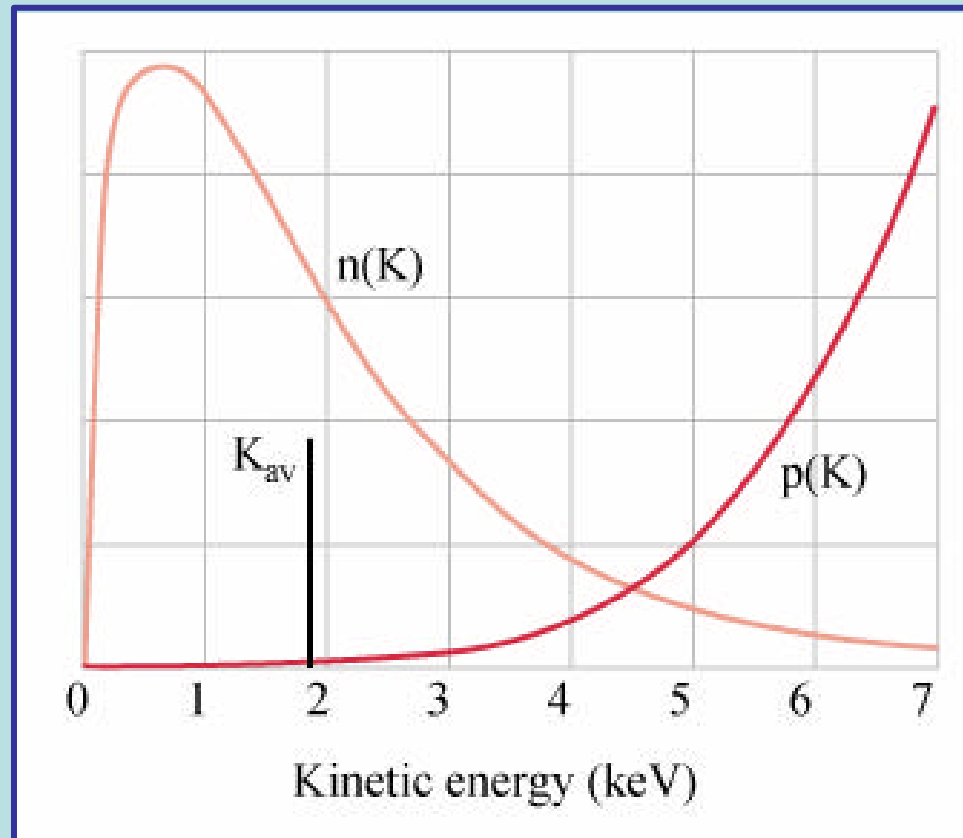
La reazione iniziale avviene se due protoni hanno energia cinetica K sufficiente a superare la reciproca repulsione coulombiana e venire a contatto tra loro perché subentrino le forze nucleari (attrattive) forti. Se $R = 1$ fm è il raggio di un protone, l'energia cinetica totale e la corrispondente temperatura si calcolano dalla:

$$2K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2R} = 2 \frac{3}{2} kT$$

Si ottiene così:

$$K \sim 400 \text{ keV}, T \sim 3 \cdot 10^9 \text{ K.}$$

le reazioni iniziano quando il picco di Gamow, dato dalla convoluzione delle due curve in figura, diventa significativo.



Ritmo delle reazioni nucleari tra 2 nuclei di abbondanze N_A e N_B

$$R = \int_0^{\infty} N_A N_B v \sigma(v) D(T, v) dv$$

con σ sezione d'urto e D distribuzione maxwelliana delle velocita`

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left[-\left(\frac{E_G}{E}\right)^{1/2}\right]$$

$$D(T, v) = \left(\frac{m_R}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{m_r v_r^2}{2kT}\right] 4\pi v_r^2$$

Si ottiene:

$$R = R_0 r^2 T^h$$

Se α e` l'energia prodotta per urto, quella prodotta al secondo per unita` di massa e`:

$$e = \frac{aR}{r} = e_0 r T^h$$

da cui:

$$L = \int_0^R 4\pi r^2 \rho \epsilon dr$$

I valori di temperatura e densità ($\rho \sim 10^5 \text{ kg/m}^3$) al centro del Sole, permettono di calcolare il ritmo delle reazioni di fusione:

meccanismi di feedback tra T, R e raggio solare

$$R = R_0 r^2 T^h \approx 5 \cdot 10^8 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ da cui}$$

$$t \approx \frac{10^3 N_A}{R} = \frac{6 \cdot 10^{26}}{5 \cdot 10^8 \cdot 3 \cdot 10^7} = 4 \cdot 10^{10} \text{ anni per protone}$$

Dalla luminosità solare ($3,9 \cdot 10^{26} \text{ W}$) e dall'energia liberata per protone nel ciclo ($7 \text{ MeV} \sim 10^{-12} \text{ J}$), si ottiene il numero di protoni e la massa che si trasforma in particelle α al secondo.

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{3,9 \cdot 10^{26}}{10^{-12}} = 3,9 \cdot 10^{38} \text{ p/s}$$

$$\frac{dm}{dt} = m_p \frac{dn_p}{dt} = 6,5 \cdot 10^{11} \text{ kg/s}$$

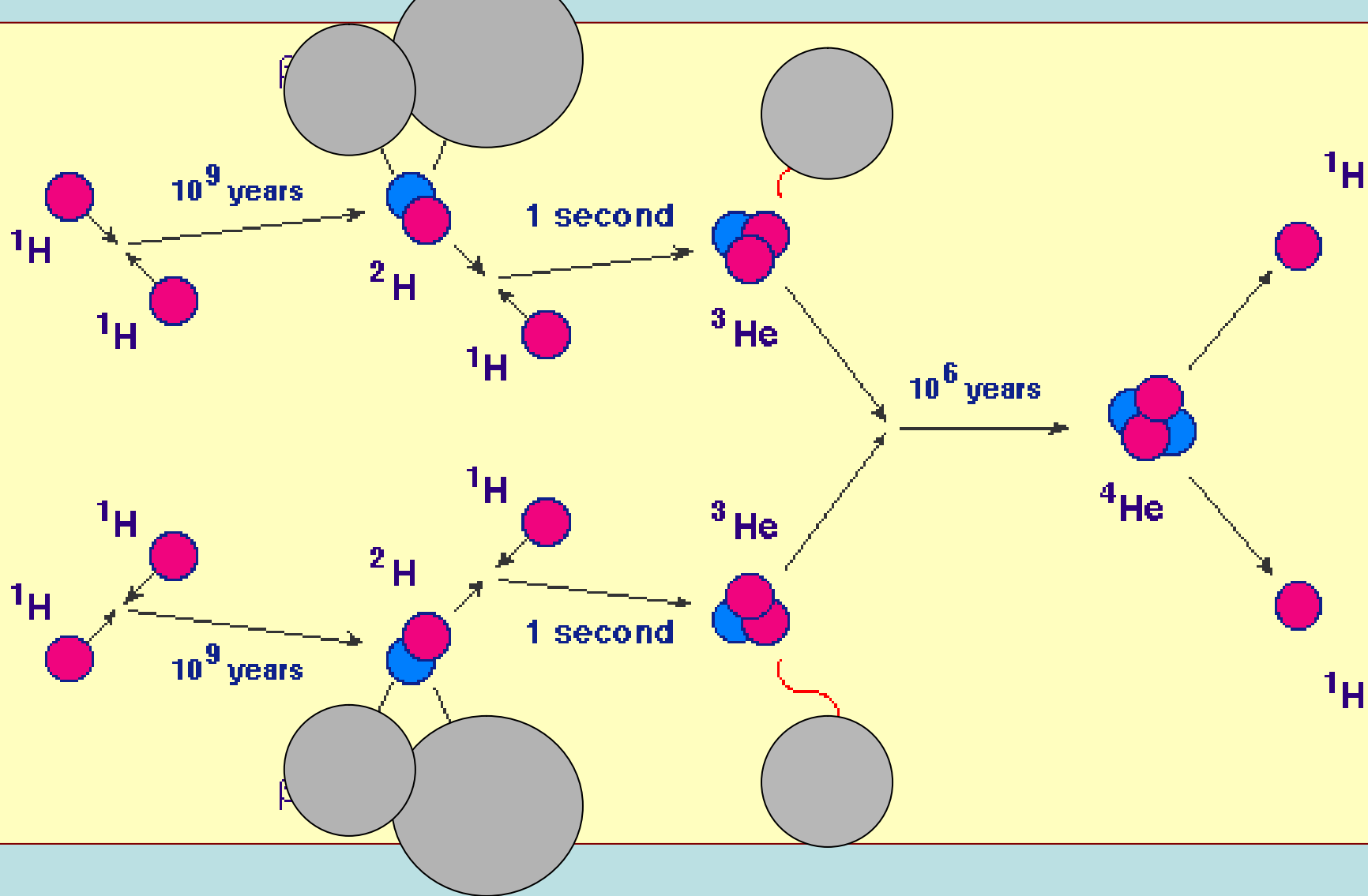
$$\Phi(n_e) = 2 \cdot 10^{38} \text{ s}^{-1}$$

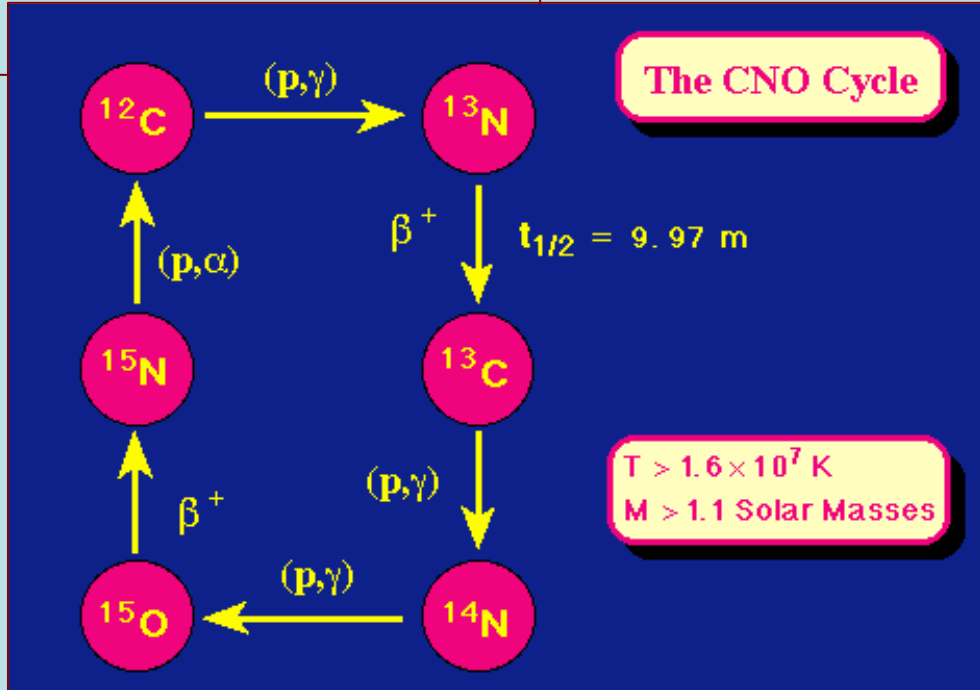
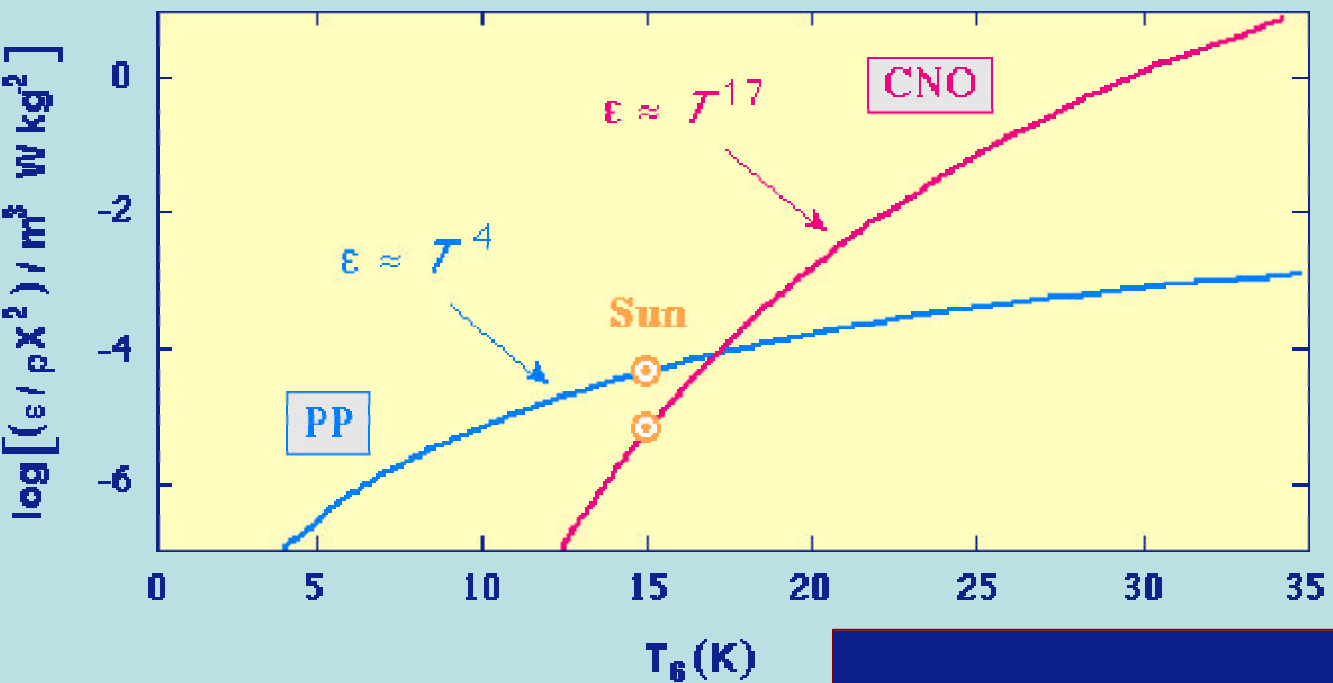
L'energia prodotta nelle parti interne del Sole è: $\frac{E}{M_c} \approx \frac{4 \cdot 10^{26}}{4 \cdot 10^{29}} = 10^{-3} \text{ W/kg} \approx 100 \text{ W/m}^3$

I positroni si annichilano ben presto in fotoni ($e^+e^- \rightarrow 2\gamma$) e il processo di fusione dell'idrogeno avviene con emissione di energia e di γ e ν_e . Per definizione il loro libero cammino medio è:

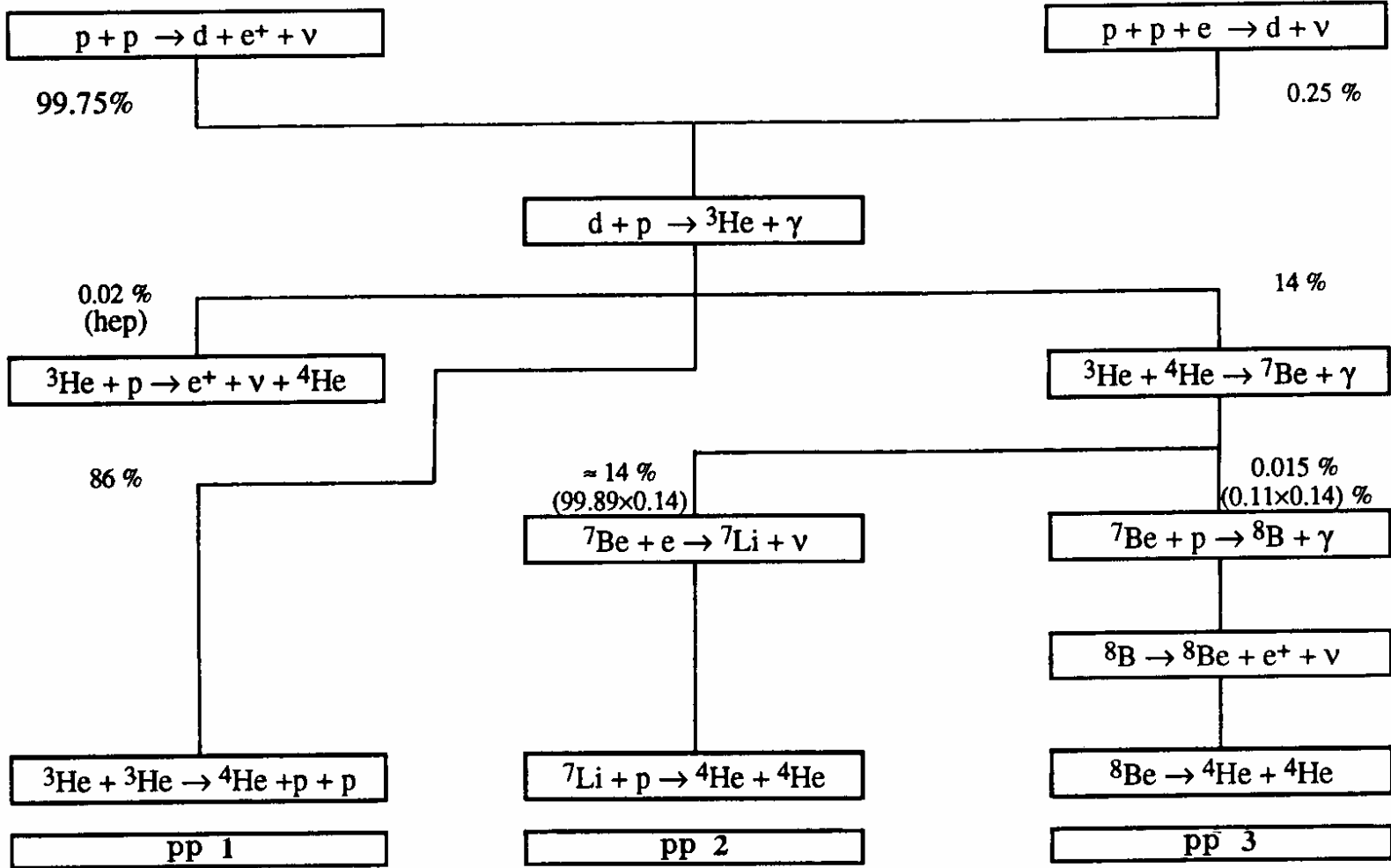
$$c_f \leq \frac{1}{N_e \sigma_T} \approx 10^{-3} \text{ m per fotoni}, \quad c_n = \frac{1}{n\sigma} \approx 10^{18} \text{ m per neutrini}$$

quindi, mentre i fotoni diffondono lentamente verso la superficie del Sole, da cui vengono emessi dopo un tempo di oltre 10^{12} s (10^5 anni), i neutrini sfuggono immediatamente e sono rivelabili a Terra in esperimenti sotterranei.

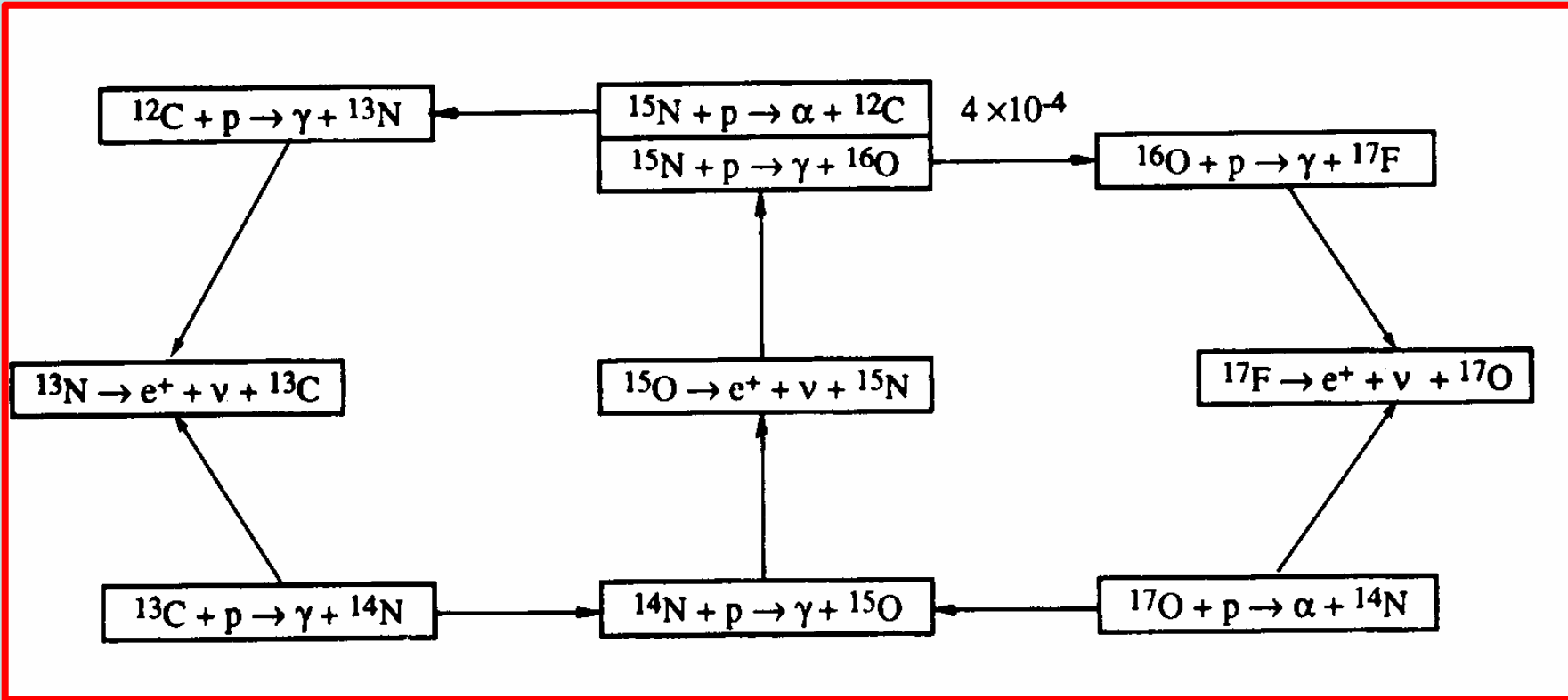




Catena pp



ciclo CNO



Trascurabile nel Sole

Il flusso totale di ν_e a terra è:

$$\Phi_T(\mathbf{n}_e) = \frac{2 \cdot 10^{38}}{4\pi d^2} \approx 10^{15} \mathbf{n}_e \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Il rate di eventi attesi per nucleo bersaglio si calcola con la relazione:

$$R = \sum_i \int_{E_{th}}^{E_{Max}} \Phi_i(E) \sigma(E) dE$$

Per la rivelazione dei neutrini solari si usano nuclei in cui avvengono i processi di cattura:

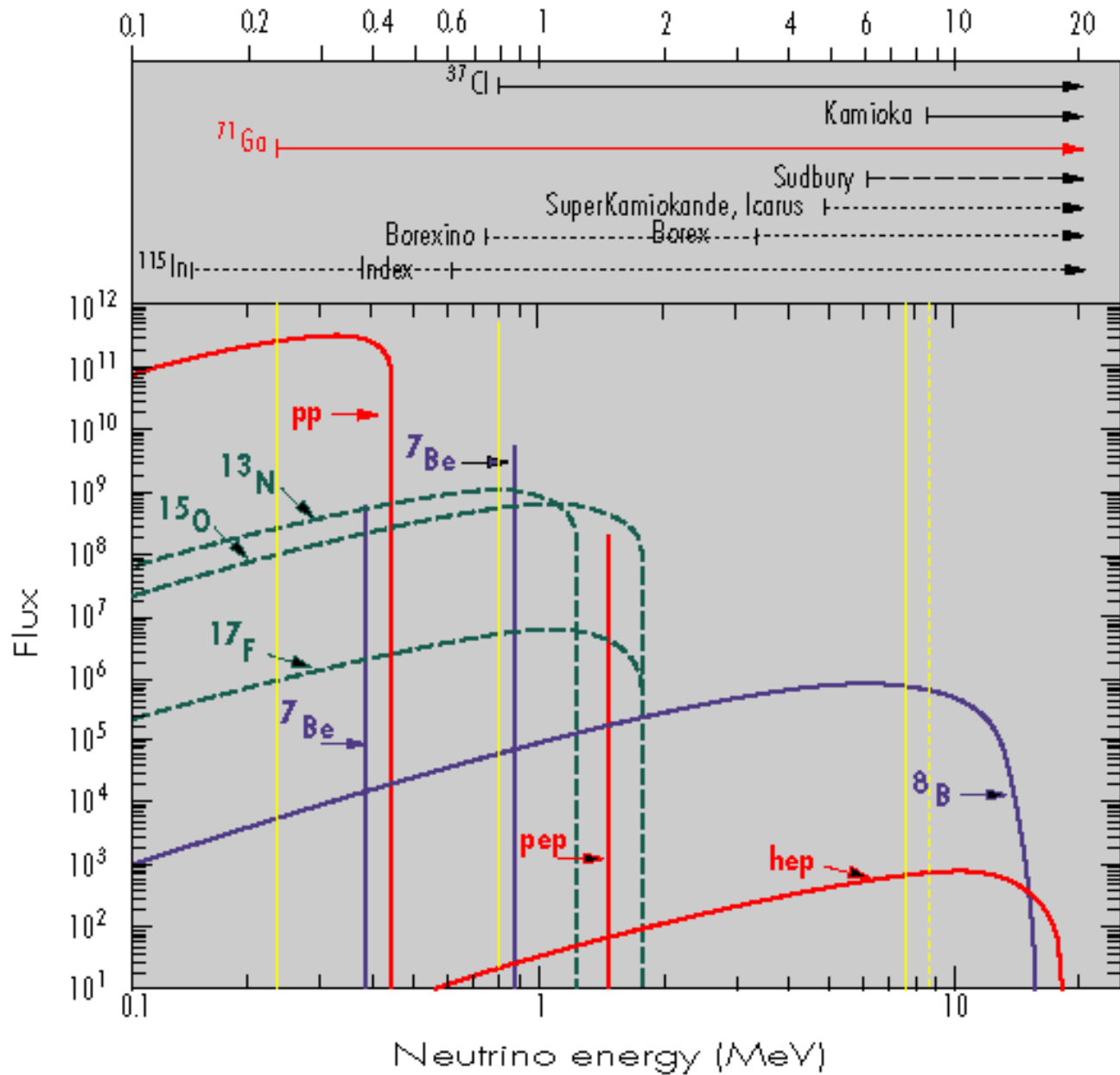


ossia, a livello elementare, $\nu_e + n \ ? \ p + e^-$. Il primo nucleo utilizzato è stato il ^{37}Cl che si trasforma in ^{37}Ar , in seguito $^{71}\text{Ga} \ ? \ ^{71}\text{Ge}$.

La piccola sezione d'urto, in media $\sigma \sim 10^{-46} \text{ m}^2$, richiede l'uso di grandi masse di rivelatore.

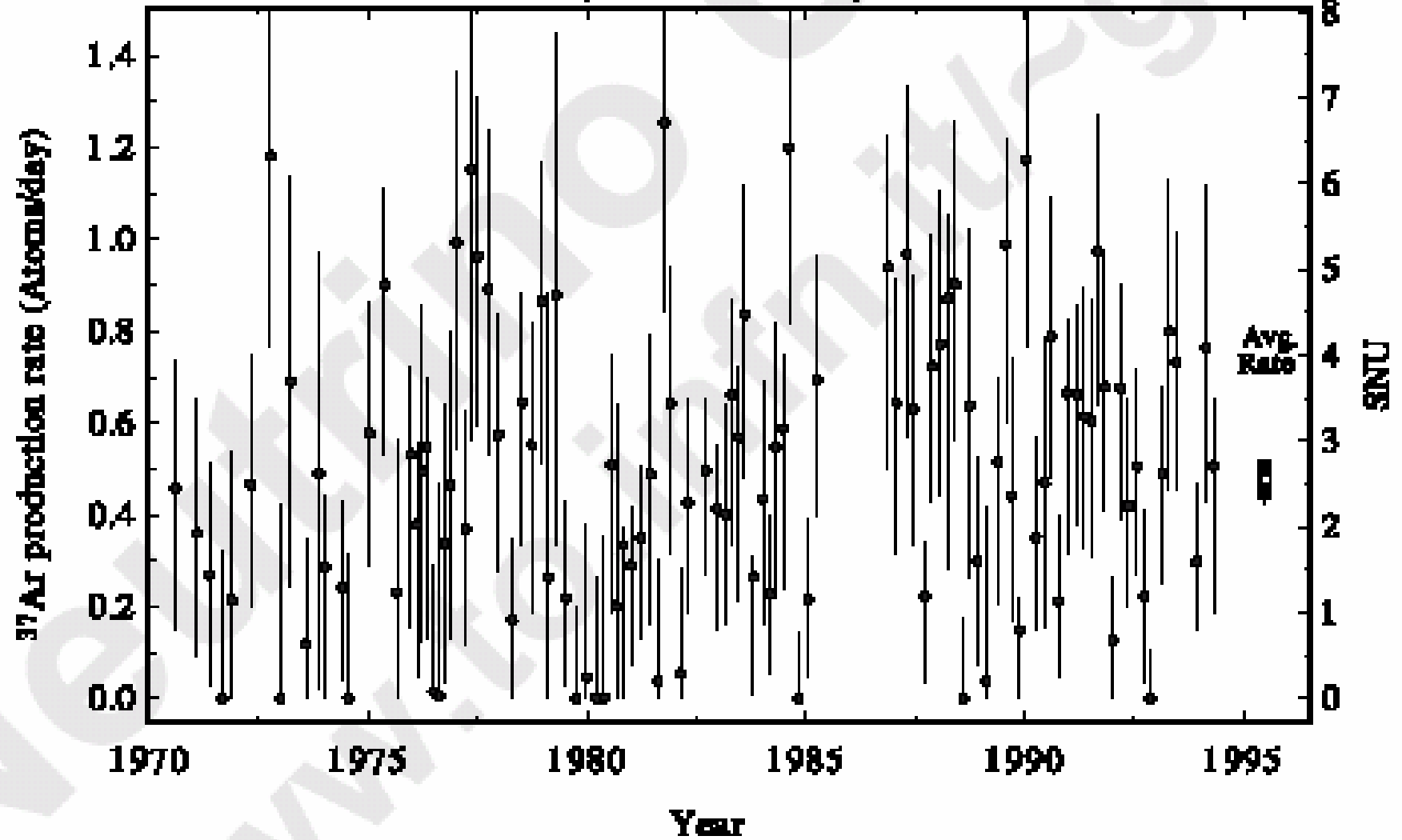
Poichè il ^{37}Cl è sensibile quasi solo ai neutrini di alta energia prodotti dal decadimento del ^8B , il cui flusso a Terra è $\Phi(\nu_e) \sim 6 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, il numero di eventi attesi è $R = \Phi(\nu_e)\sigma \sim 6 \cdot 10^{-36}$ per nucleo bersaglio.

Per avere valori $R \sim 1$, è stata introdotta una unità di misura speciale per calcolare o per misurare il numero di catture di neutrini solari nei diversi rivelatori, lo SNU, dove 1 SNU equivale alla cattura di $1 \nu_e \text{ s}^{-1}$ in un bersaglio composto di 10^{36} atomi.

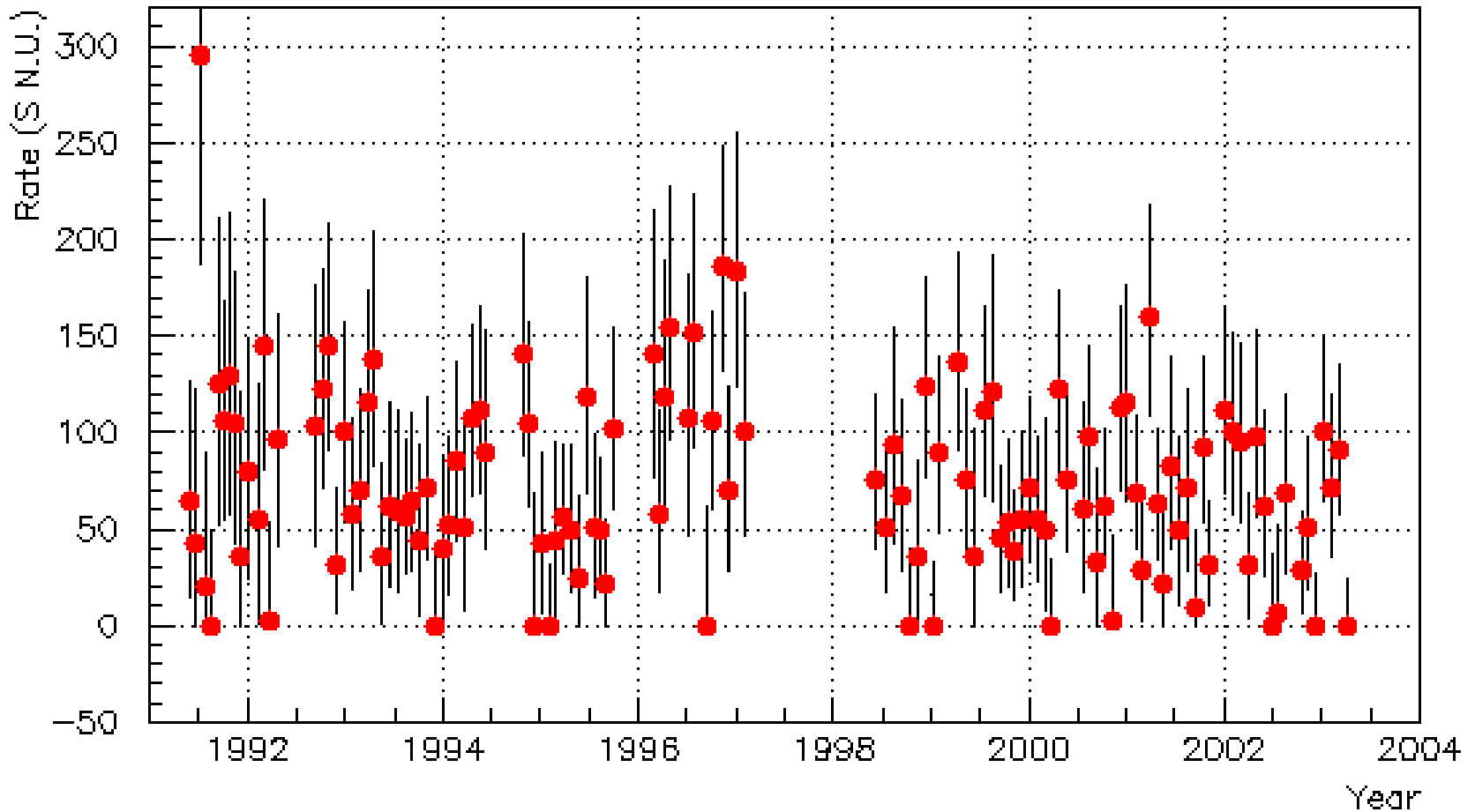


$$n_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e$$

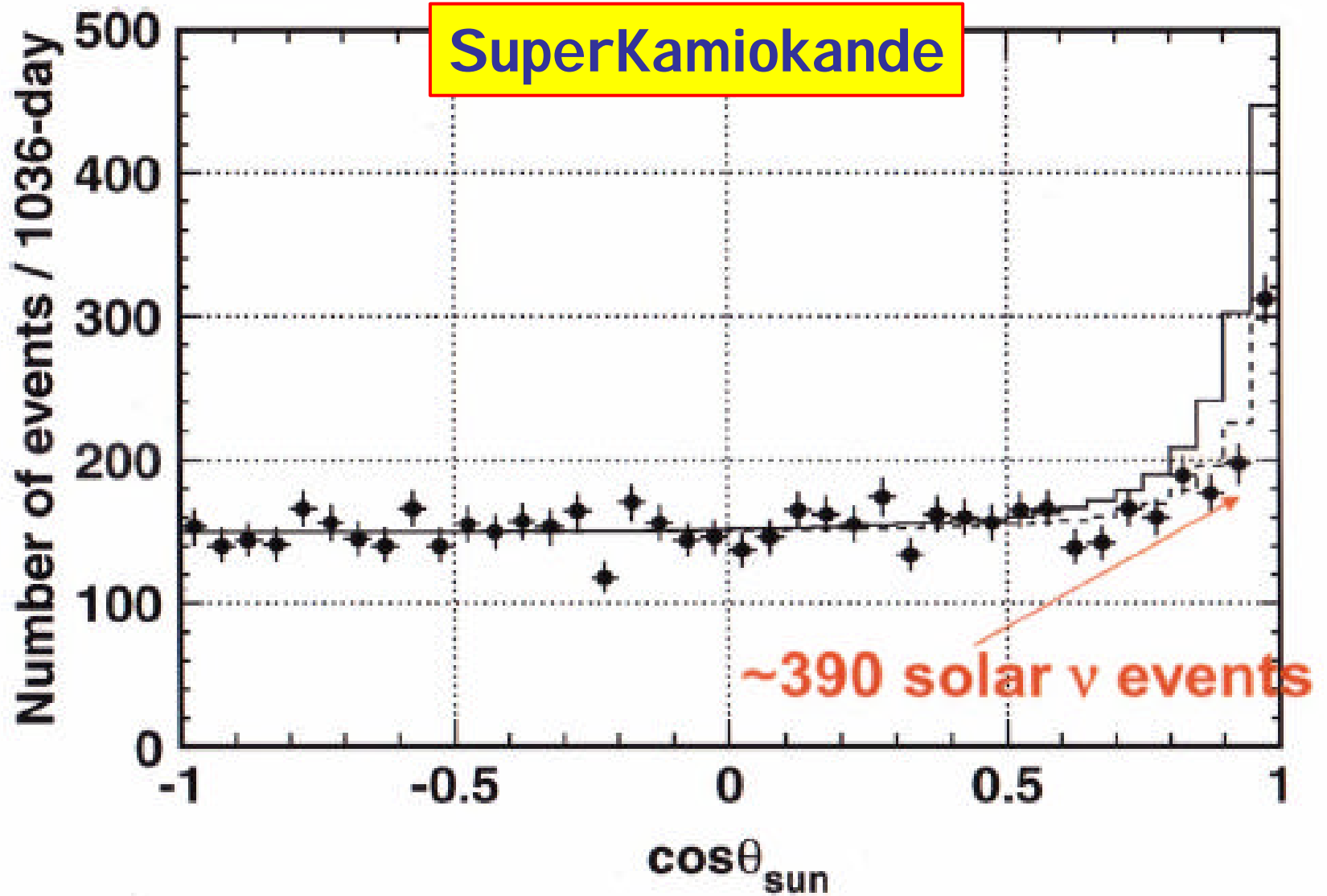
(1 FWHM Results)



$n_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e$



REAZIONE	^{37}Cl		^{71}Ga	
	catture (SNU)		catture (SNU)	
pp	0,0	0,0	70,8	71,1
pep	0,23	0,21	3,01	2,99
^7Be	1,12	0,99	34,4	30,9
^8B	6,15	4,06	14,1	10,77
^{13}N	0,10	0,10	3,77	2,36
^{15}O	0,34	0,37	6,03	3,66
^{17}F	0,003		0,06	
totale	7,9	5,8	132	122,5
misurato	$2,6_{\pm 0,16} \pm 0,14$ (Homestake)		$70_{\pm 8}$ (Gallex) $72_{\pm 10}$ (Sage)	



ν Reactions in SNO

CC



- Gives ν_e energy spectrum well
- Weak direction sensitivity $\propto 1 - 1/3 \cos(\theta)$
- ν_e only.

NC



- Measure total ^8B ν flux from the sun.
- Equal cross section for all ν types

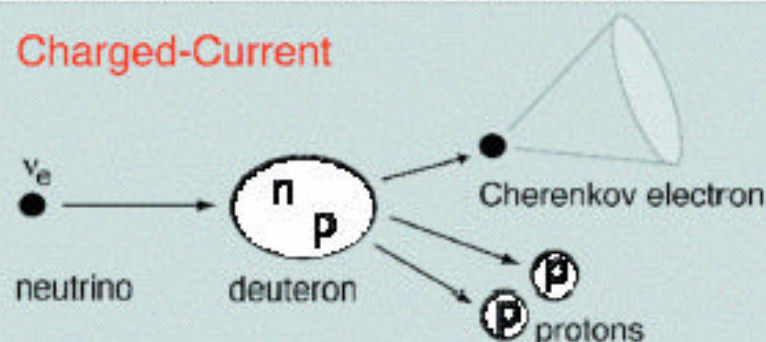
ES



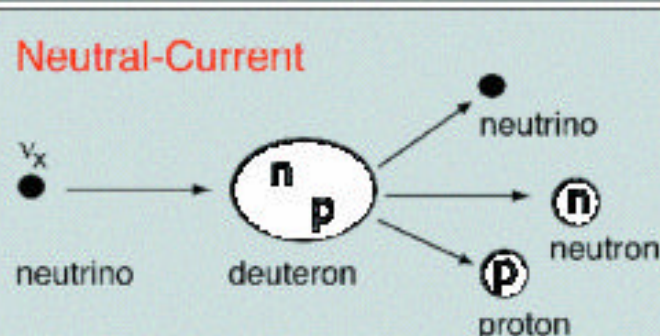
- Low Statistics
- Mainly sensitive to ν_e , some
- sensitivity to ν_μ and ν_τ
- Strong direction sensitivity

Neutrino Reactions on Deuterium

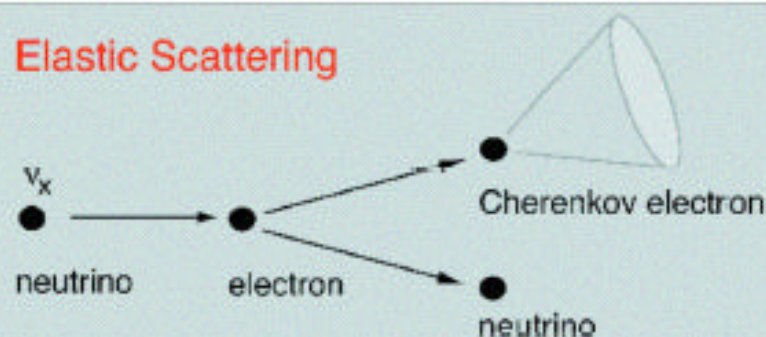
Charged-Current

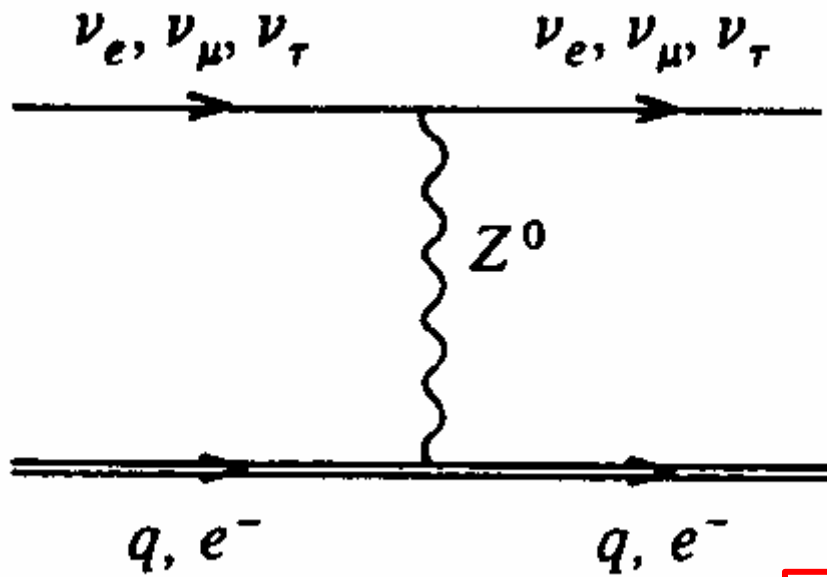


Neutral-Current



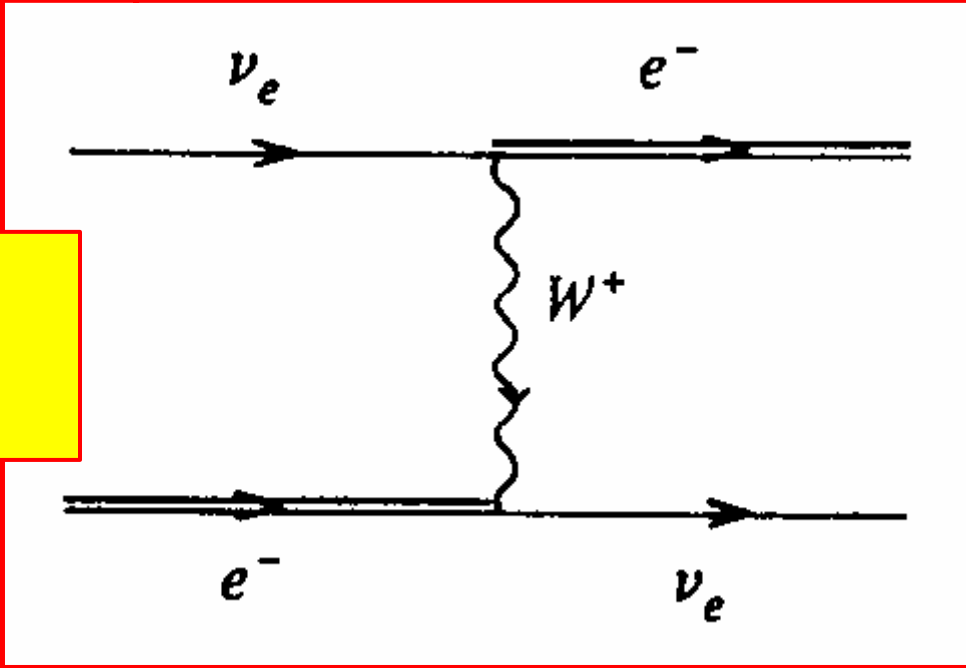
Elastic Scattering





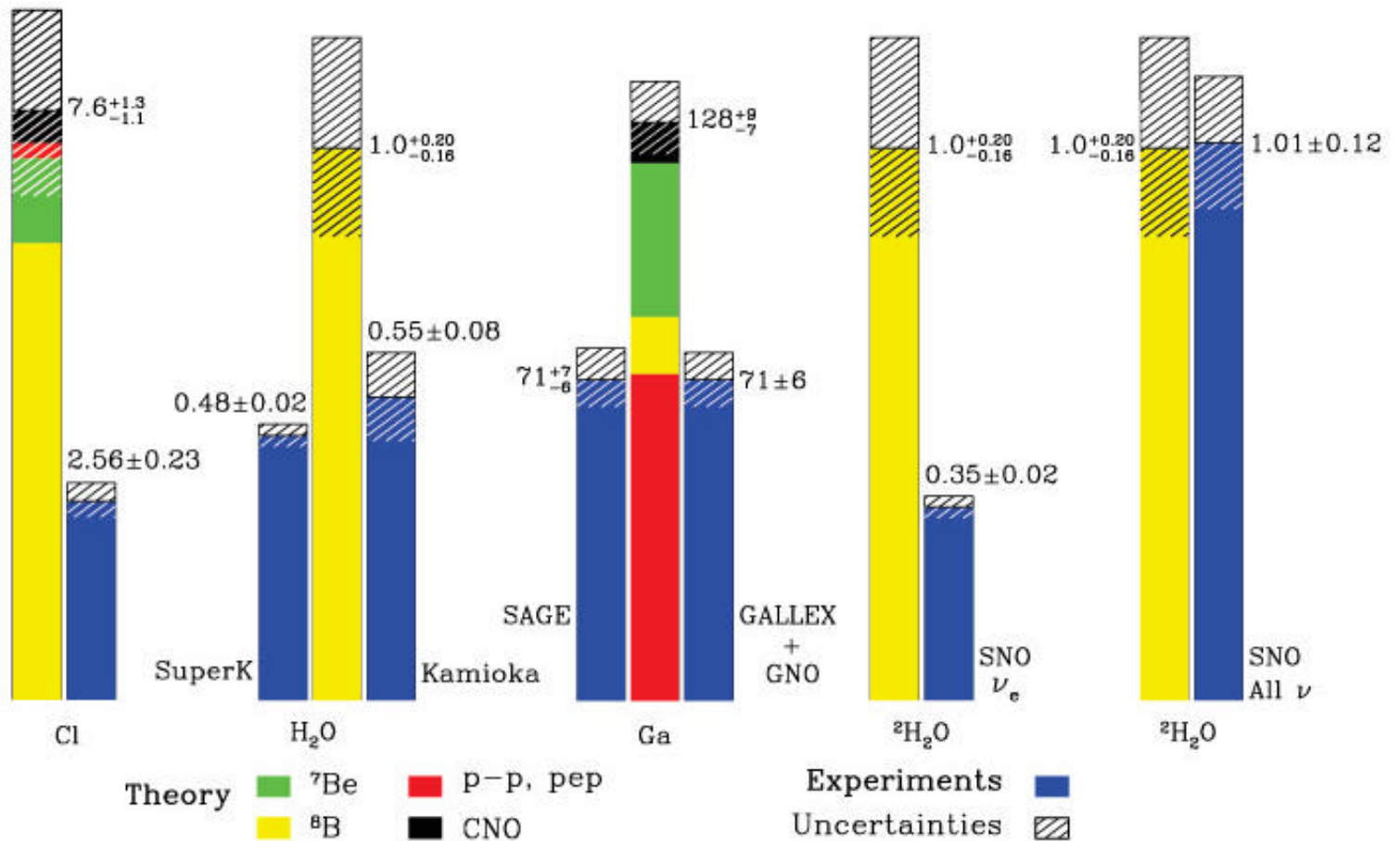
Interazioni a correnti neutre

Interazioni a correnti cariche



Total Rates: Standard Model vs. Experiment

Bahcall-Pinsonneault 2000



La discrepanza si puo` risolvere in termini astrofisici, oppure bisogna rivedere la fisica dei neutrini? Ricordiamo $R = R_0 r^2 T^h$, e L_0 .

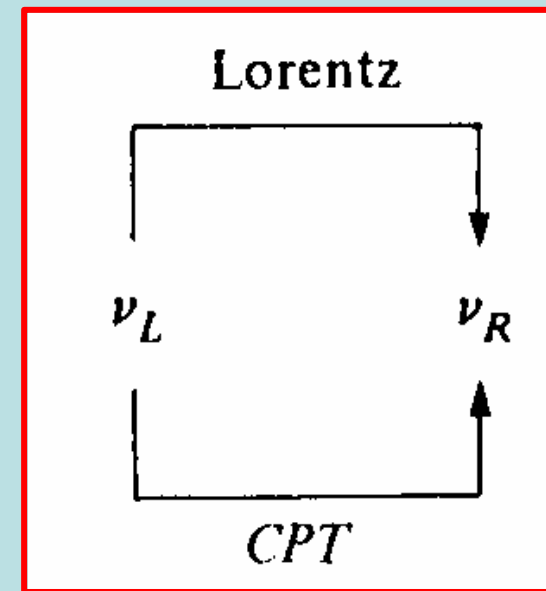
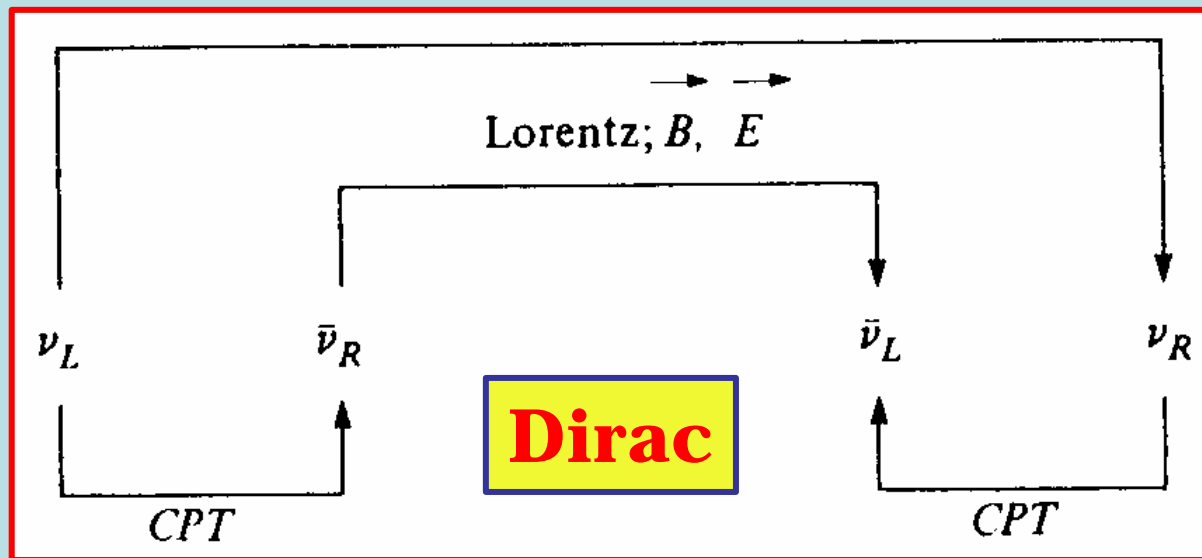
I neutrini sono particelle di Dirac o di Majorana?

Quante specie di neutrini esistono?

I neutrini hanno massa?

I neutrini oscillano?

Majorana

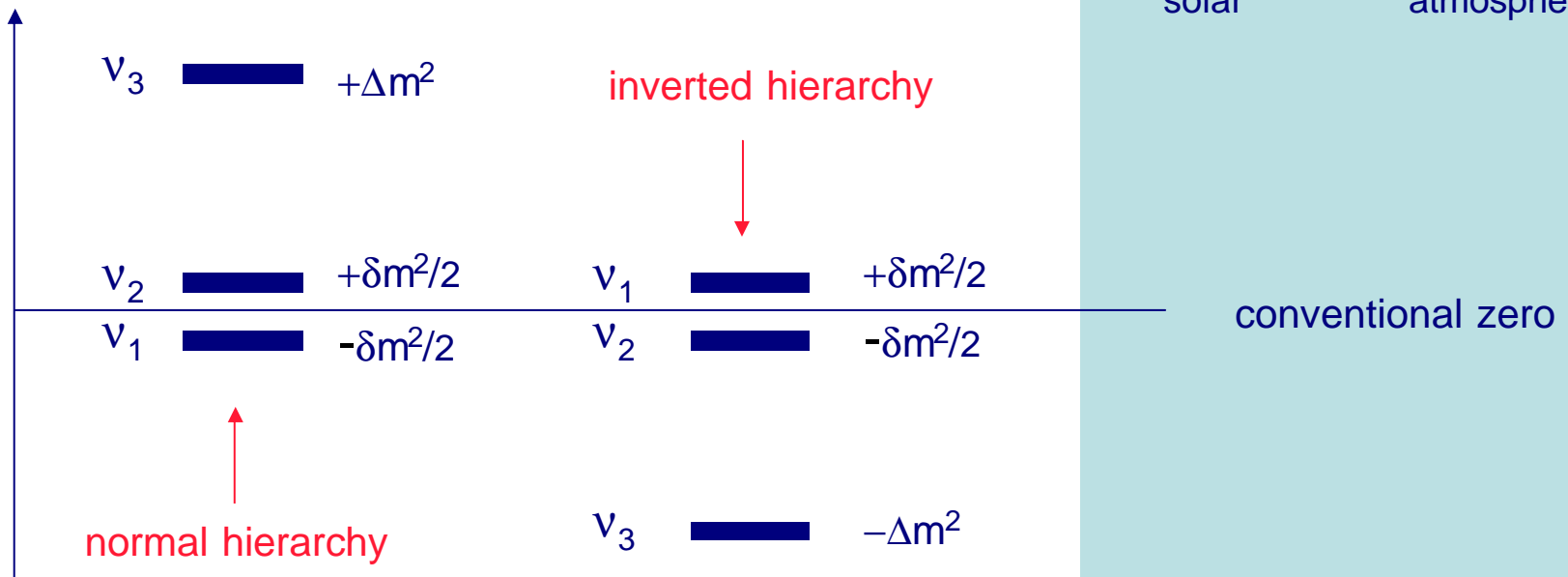


Oscillazioni

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad \begin{cases} m(\nu_i) = m_i \\ U^\dagger U = 1 \end{cases}$$

● Mass-gap parameters:

$$M^2 = \left(\underbrace{-\frac{\delta m^2}{2}, +\frac{\delta m^2}{2}}_{\text{"solar"}}, \underbrace{\pm \Delta m^2}_{\text{"atmospheric"}} \right)$$



Consideriamo, per semplicità, due sole famiglie di neutrini.

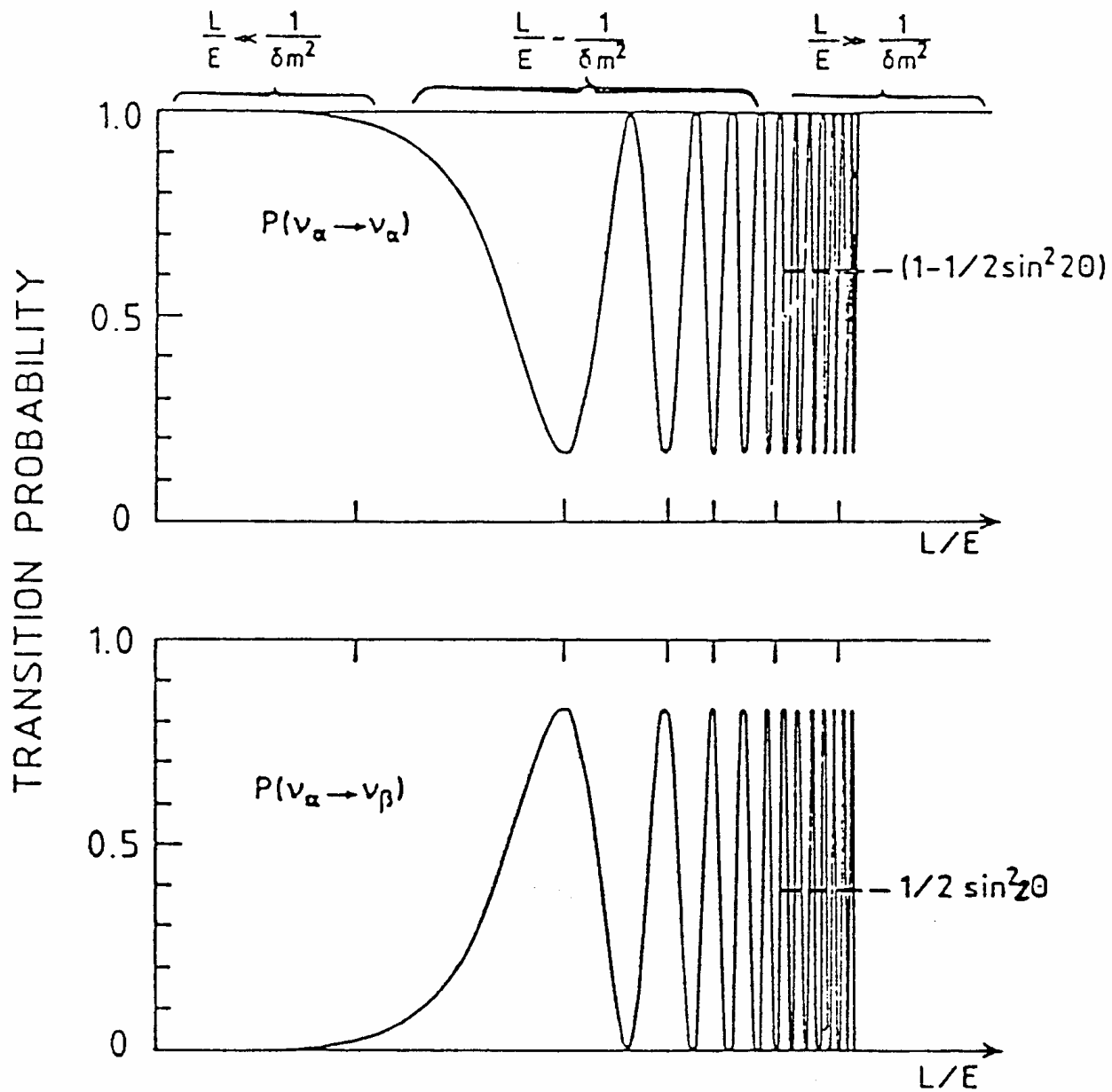
$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

La probabilità di oscillazione è data da

$$P_{\nu_m \rightarrow \nu_e} = \sin^2 2J \cdot \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 L}{E_n} \right)$$

e si hanno massimi di oscillazione per

$$1,27 \frac{\Delta m^2 L}{E_n} = (2n + 1) \frac{\pi}{2}$$

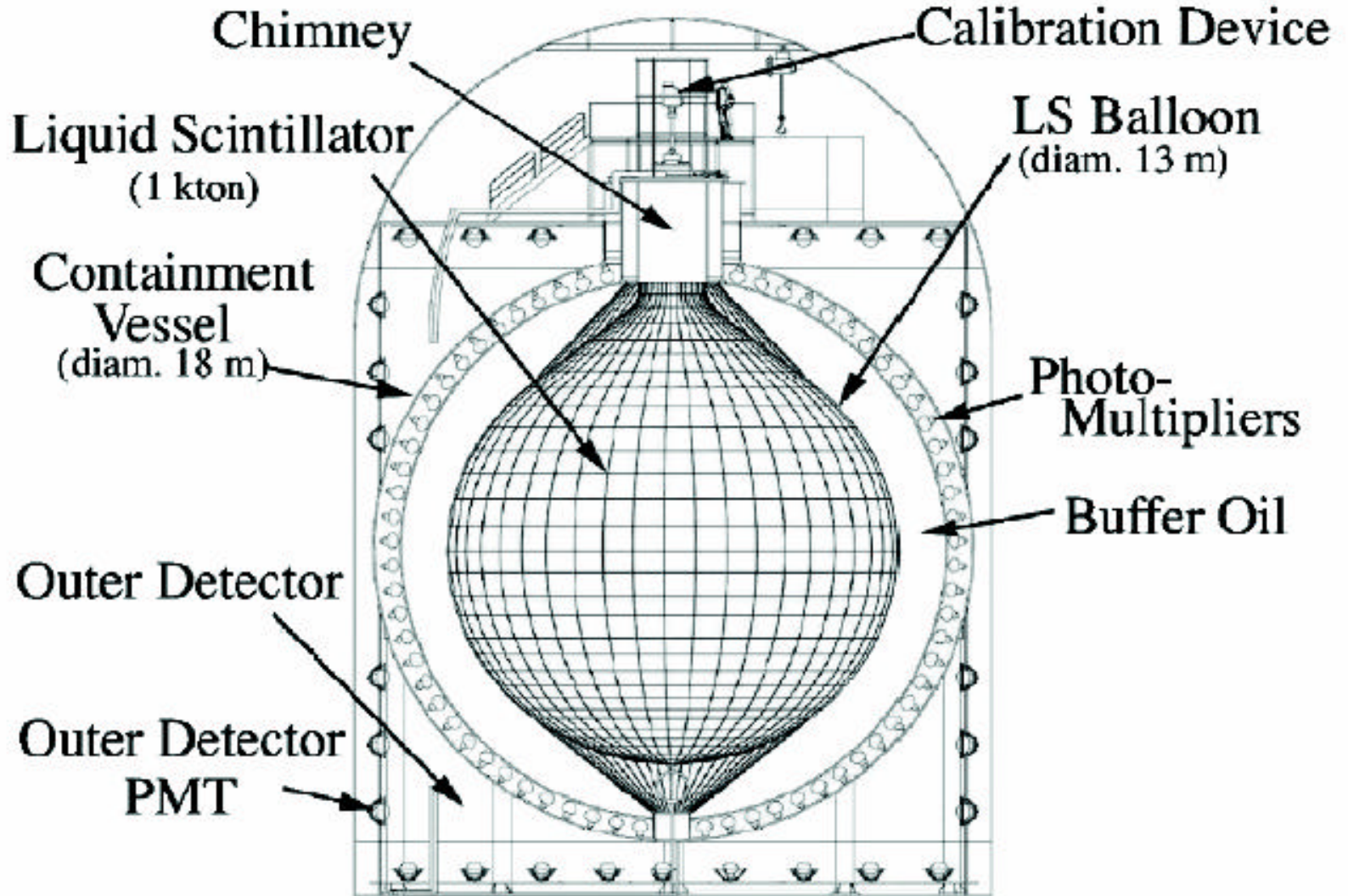


Risultati di SNO

$$\begin{array}{ll} N_{cn} = 1344.2^{+69.8}_{-69.0} & \Phi_{cn} = 5.21 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ N_{cc} = 1339.6^{+63.8}_{-61.5} & \Phi_{cc} = 1.59 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ N_{es} = 170.3^{+23.9}_{-20.1} & \Phi_{es} = 2.21 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{array}$$

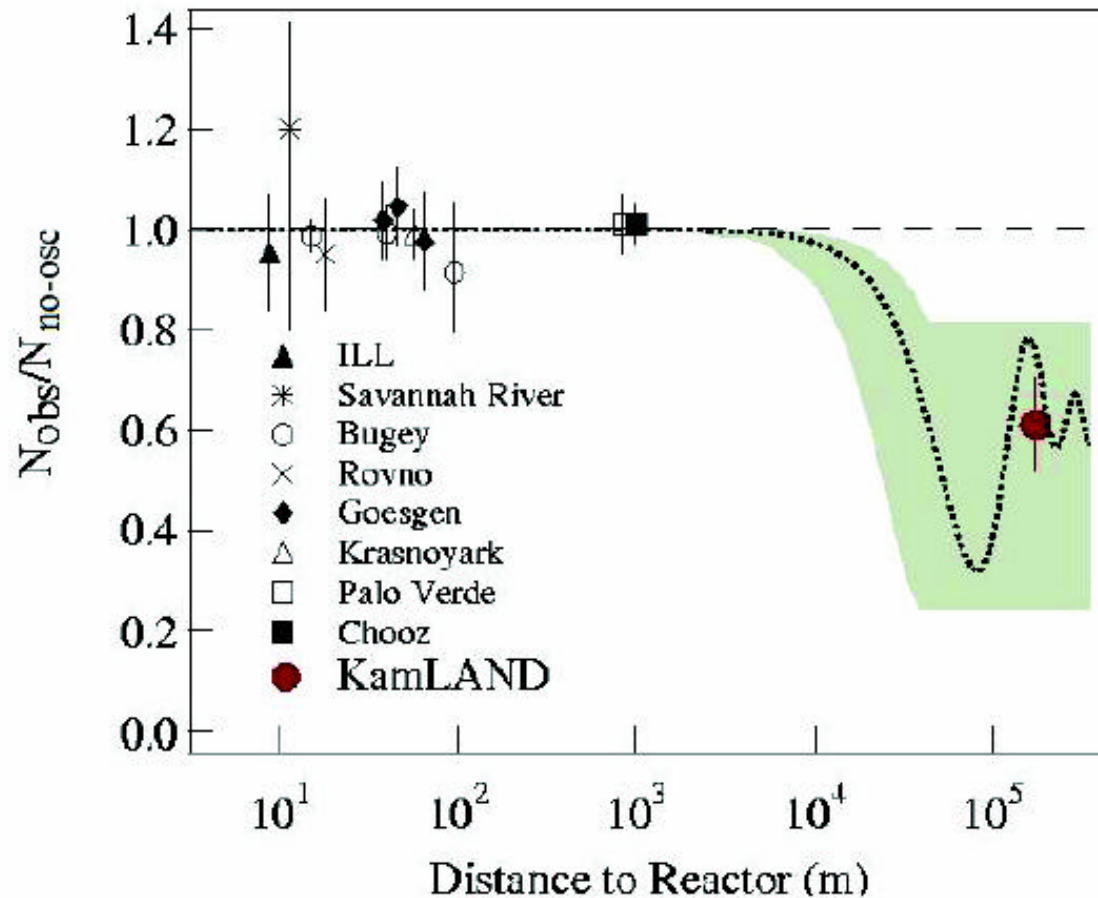
$$\Delta m^2 = 7.1^{+1.0}_{-0.3} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad J = 32.5^{+1.7}_{-1.6}$$

KamLAND detector

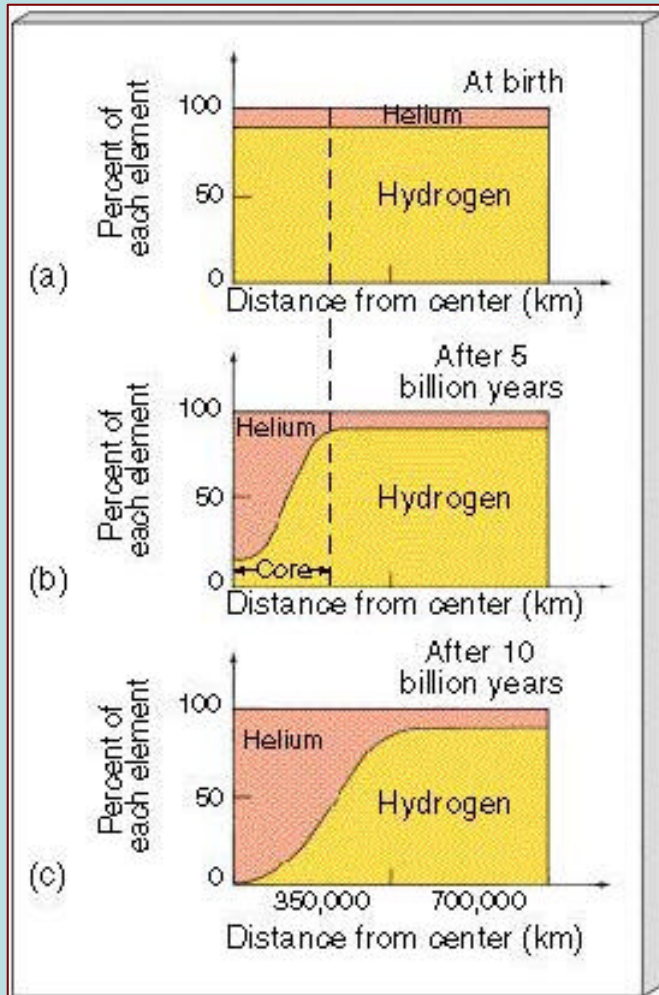


Rate suppression

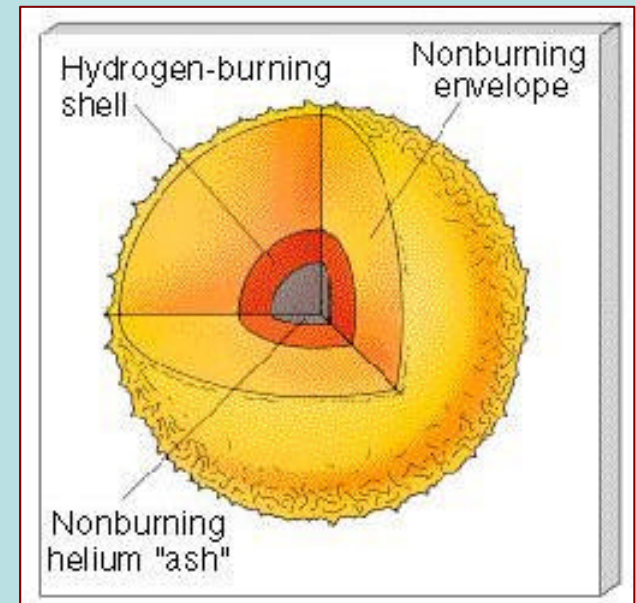
$$N_{\text{obs}}/N_{\text{no-osc}} = 0.611 \pm 0.085 \pm 0.041$$



Evoluzione sulla sequenza principale



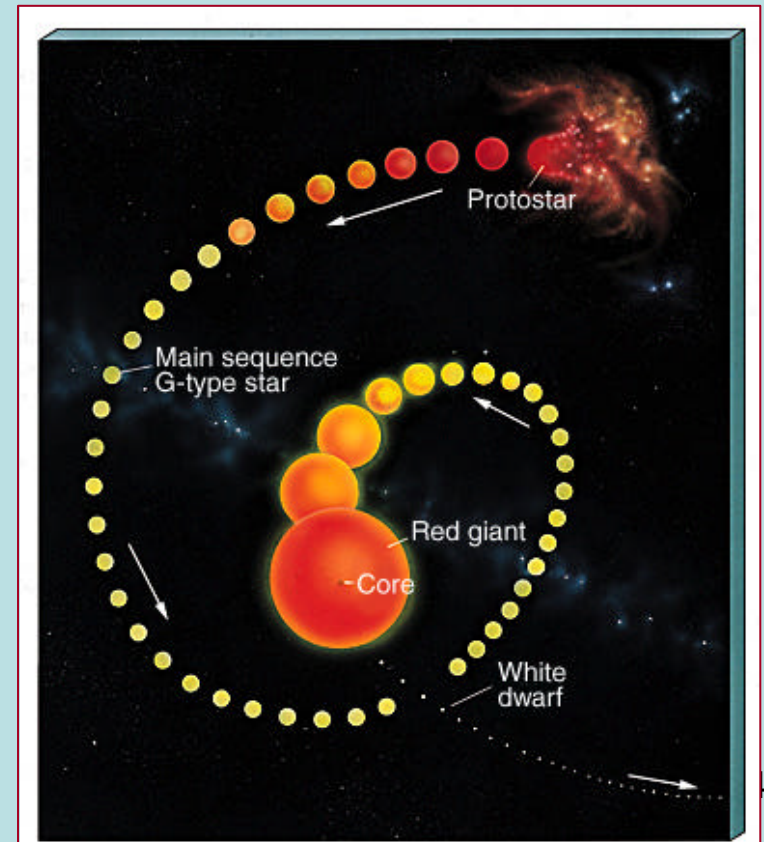
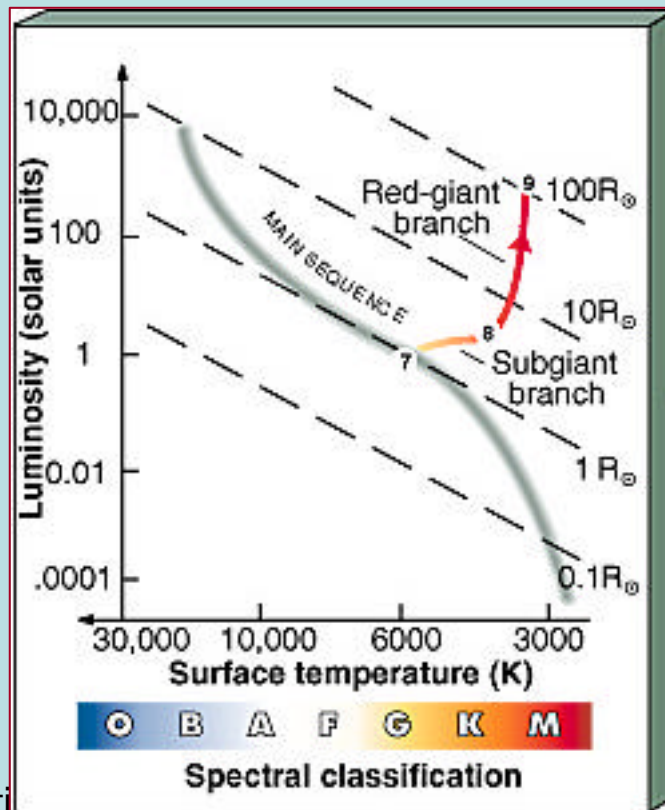
Fase stabile di lunga durata



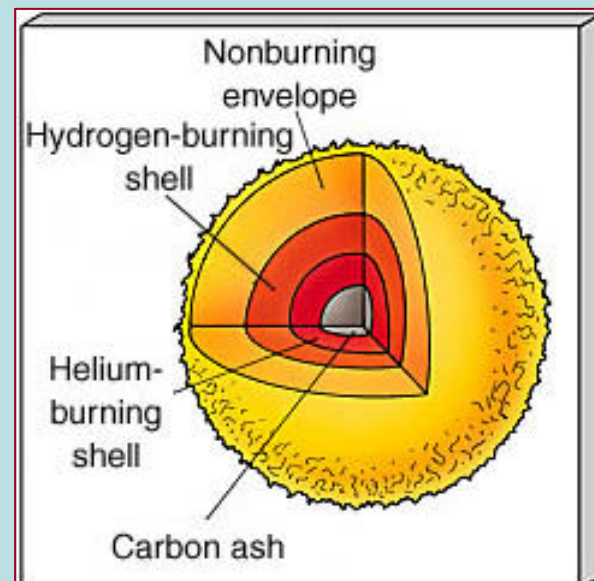
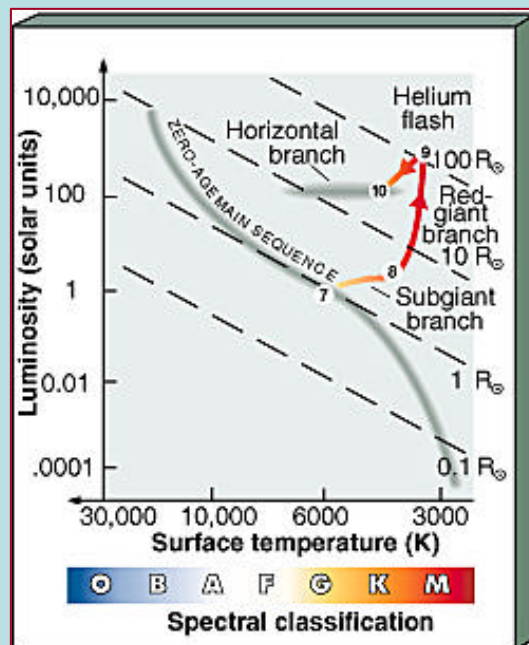
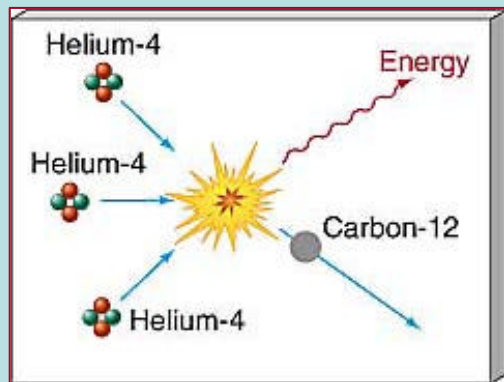
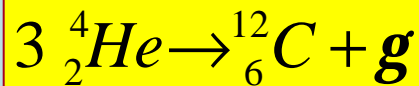
Uscita dalla sequenza

Fase di gigante per stelle di tipo solare

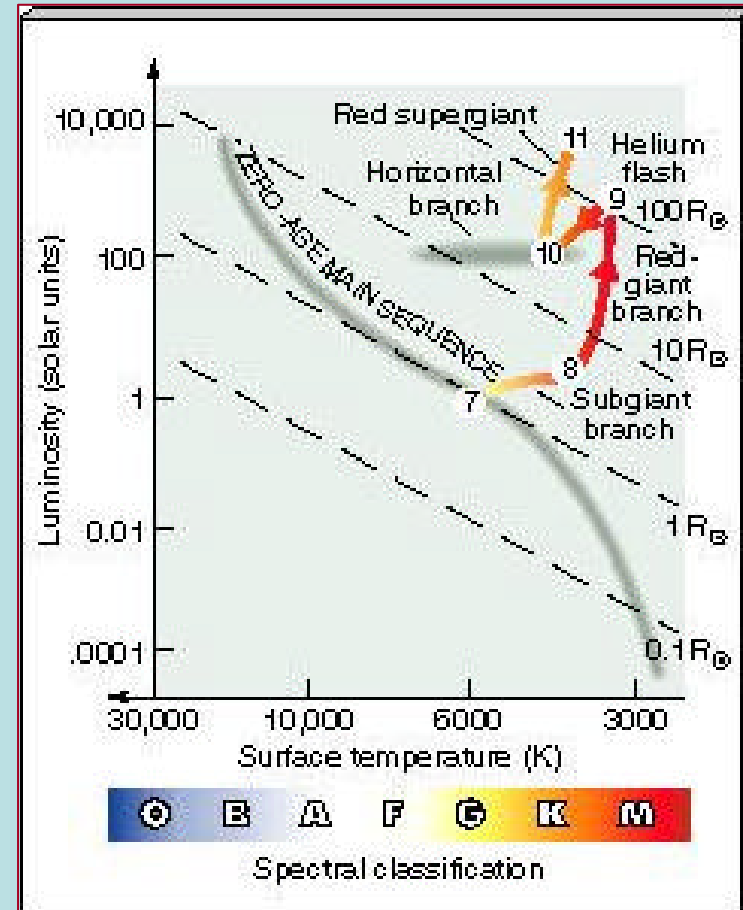
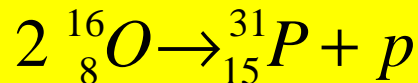
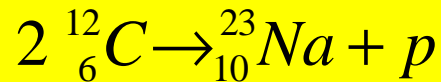
- Il nucleo si contrae perché non più sostenuto dal bruciamento dell'idrogeno
- L'involuppo si espande per irraggiare il forte flusso di radiazione della shell di idrogeno (red-giant branch)



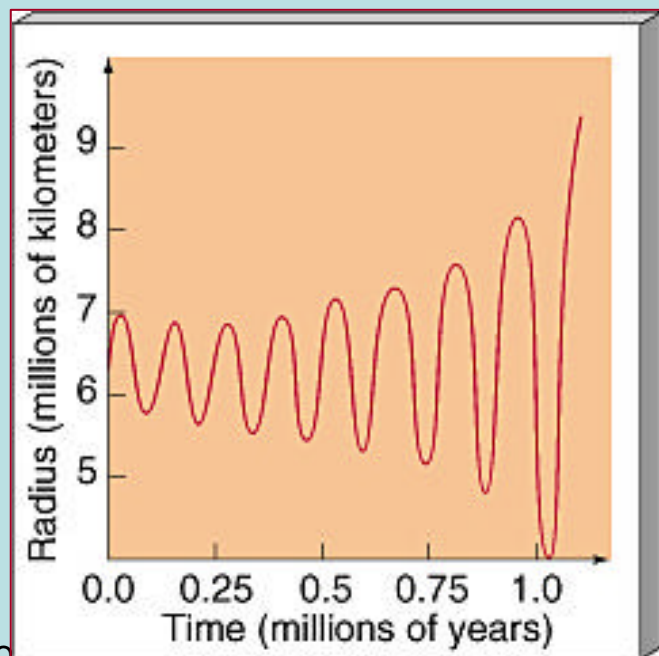
- Condizioni di degenerazione elettronica del gas nel nucleo fermano la contrazione
- Le dimensioni del nucleo crescono per il bruciamento della shell
- La degenerazione viene tolta oltre una data massa, sale la temperatura
- L'elio si accende repentinamente con un *flash*
- Bruciamento dell'elio in condizioni stabili a $T >$ con formazione del nucleo di carbonio



- Il carbonio può accendersi a $T > 7 \cdot 10^8$ K con un processo analogo a quello dell'elio
- Espansione lungo l'asymptotic giant branch (AGB)
- Fase di supergigante rossa
- Venti stellari

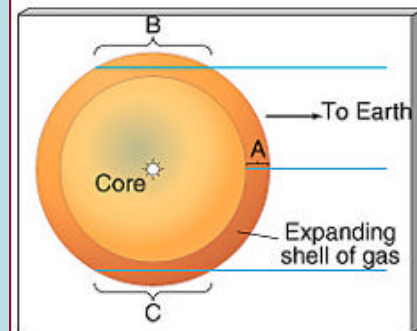
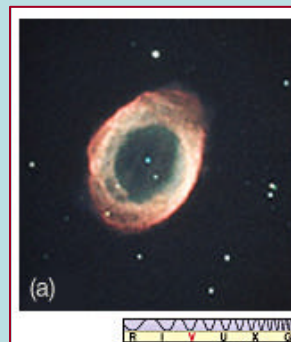


- Espulsione dell'involucro in una delle fasi di flash
- Nebulose planetarie, interazione della shell espulsa con il vento stellare
- Formazione di una nana bianca, stella sostenuta da pressione degli elettroni degeneri
- Limite di Chandrasekhar $M = 1.44 M_{\odot}$
- Raffreddamento a raggio costante

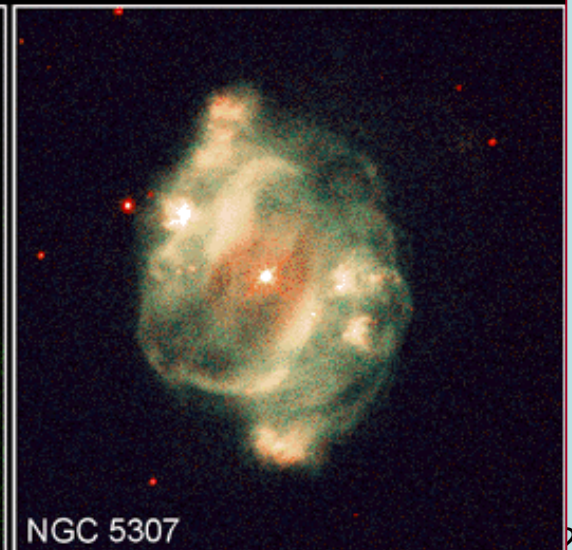
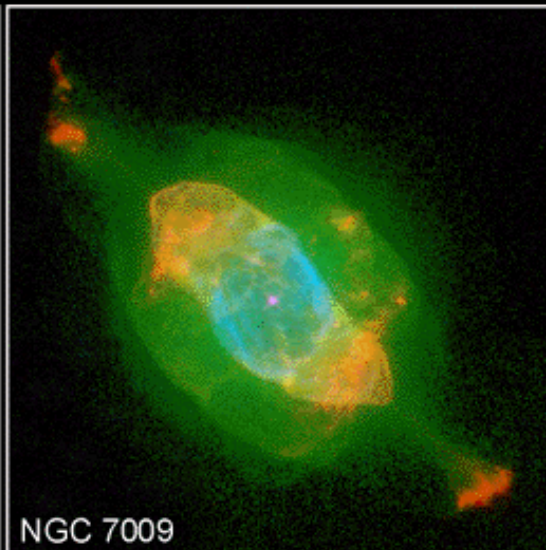
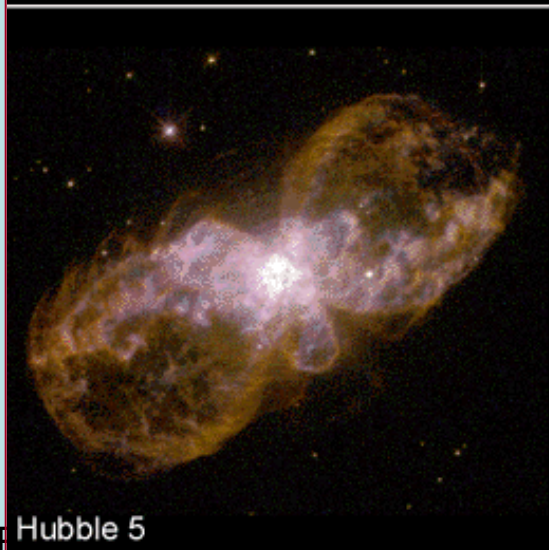
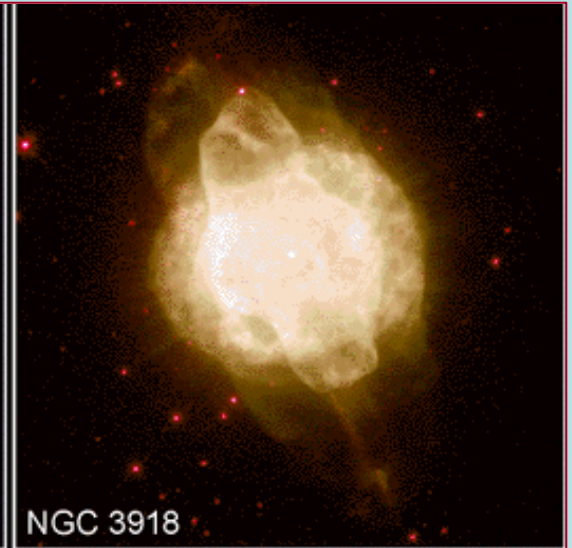
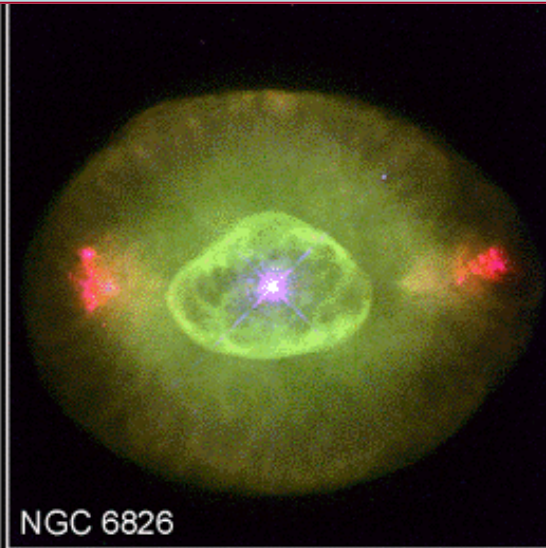
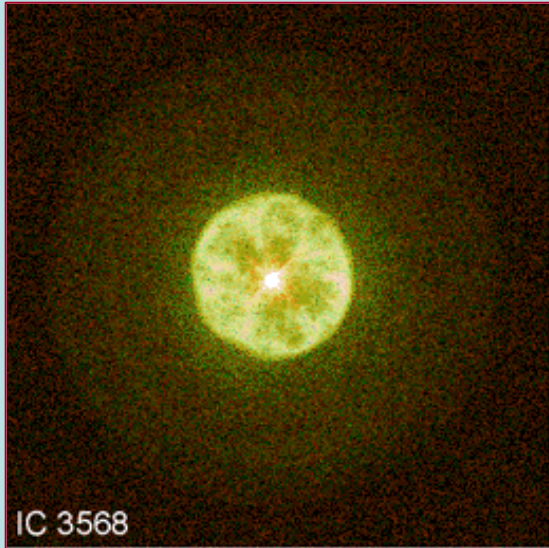


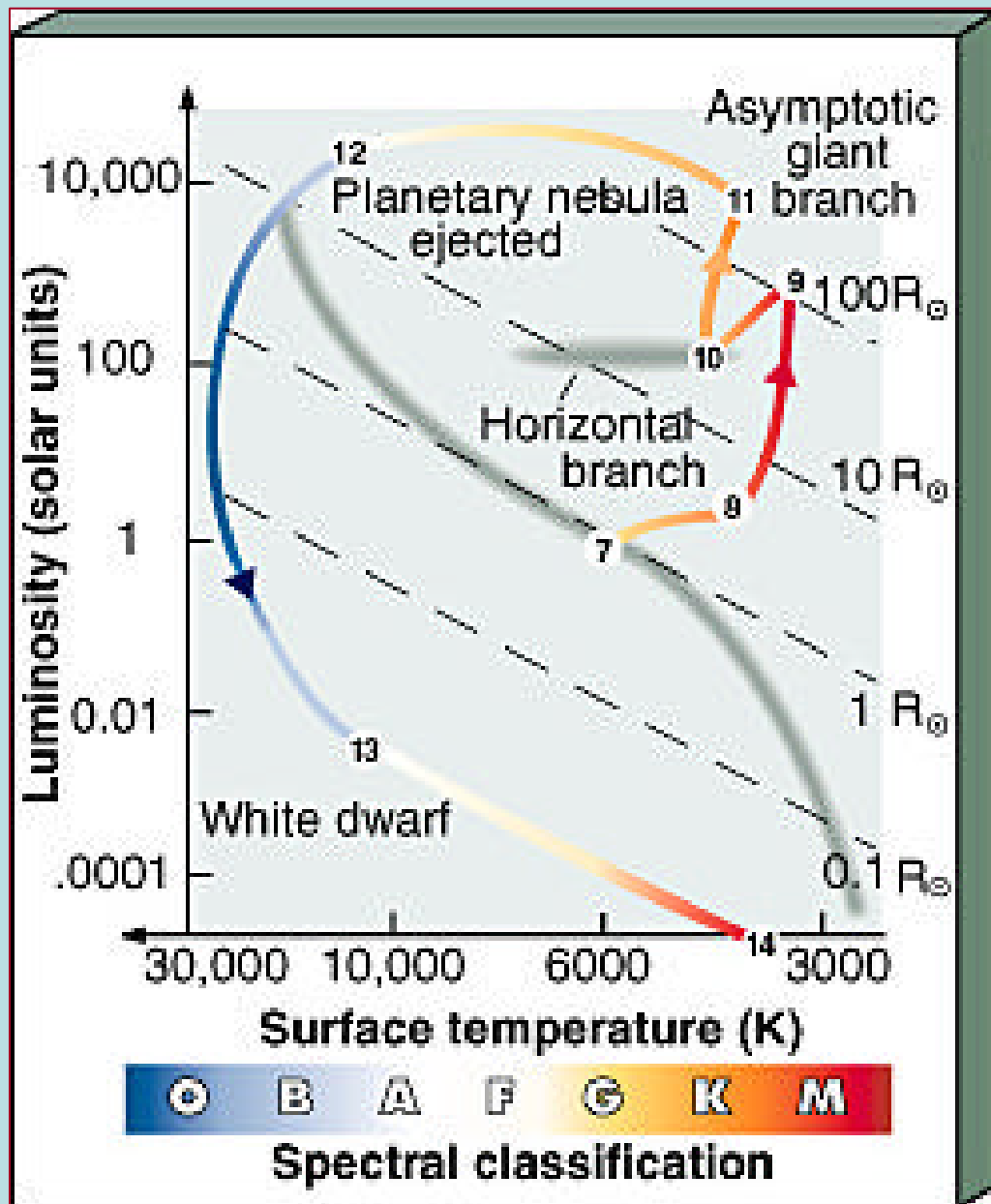
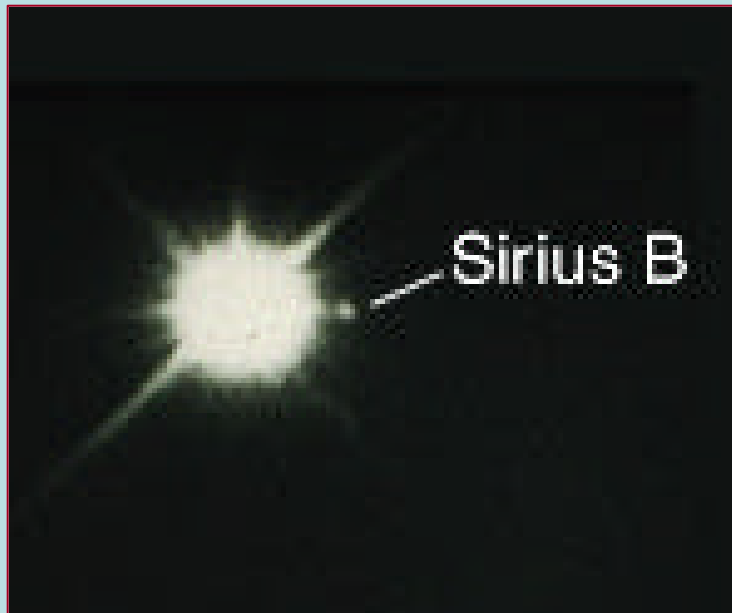
P.Galeo...

Stelle

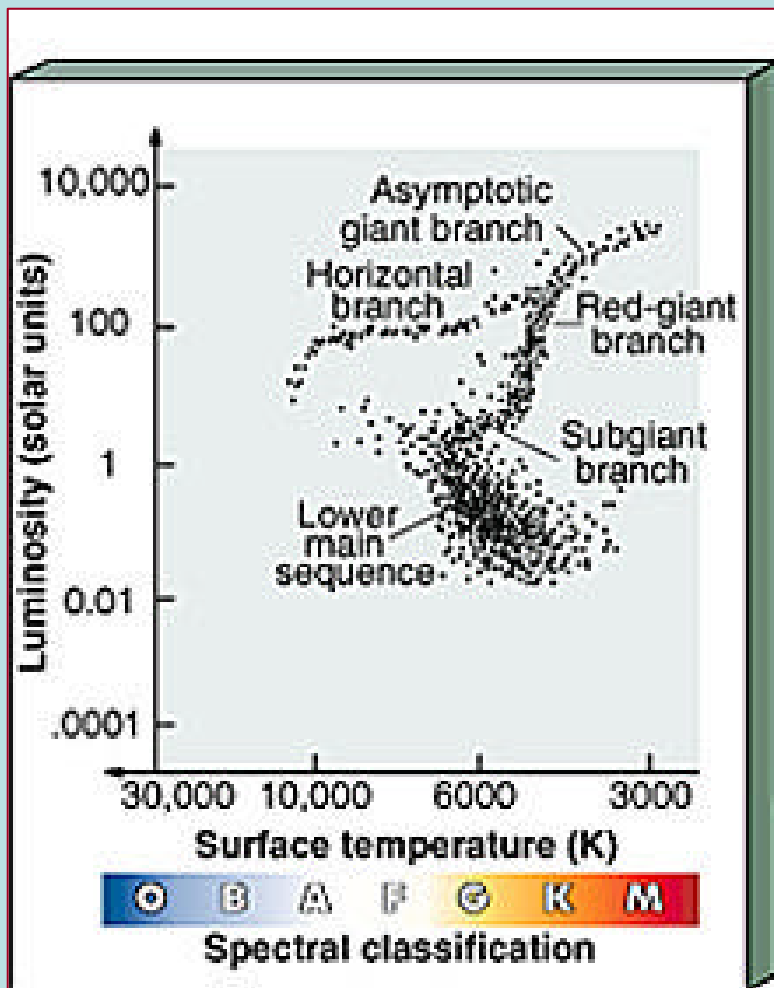


Nebulose planetarie





- Tempi scala evolutivi
- Confronto con i dati su ammassi globulari



P. (a)

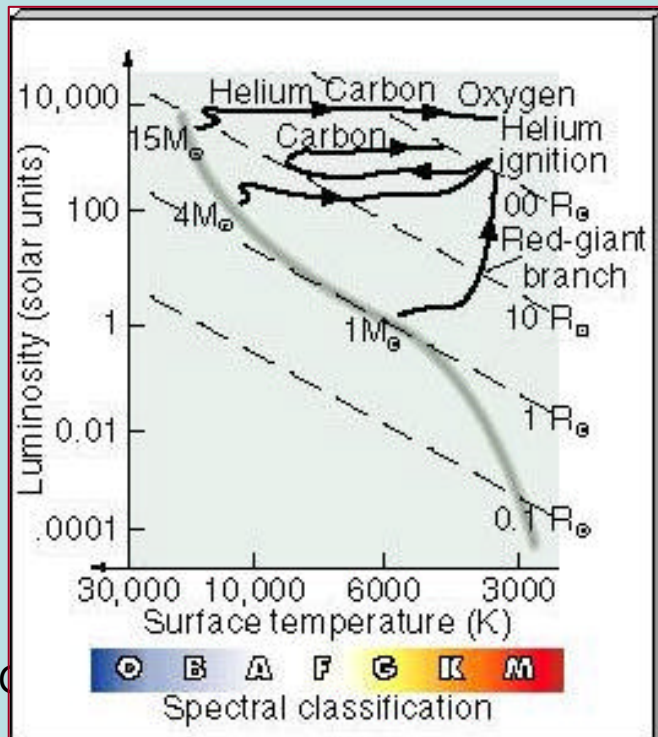
(b)

STAGE	APPROX. TIME TO NEXT STAGE	CENTRAL TEMPERATURE	SURFACE TEMPERATURE	CENTRAL DENSITY	DIAMETER	OBJECT
	(YR)	(10^6 K)	(K)	(KG/M^3)	(KM)	
7	10^{10}	15	6000	10^5	1.5×10^6	Main-sequence star
8	10^8	50	4000	10^7	4×10^6	Subgiant branch
9	10^5	100	4000	10^8	10^8	Helium flash
10	5×10^7	200	5000	10^7	2×10^7 branch	Horizontal
11	10^4	250	4000	10^8	10^9	Asymptotic giant branch
12	10^5	300	100,000	10^9	10^5	Carbon core
		—	3000	10^{-17}	10^8	Planetary nebula*
13	—	100	50,000	10^{10}	10^4	White-dwarf star
14	—	Close to 0	Close to 0	10^{10}	10^4	Black-dwarf star

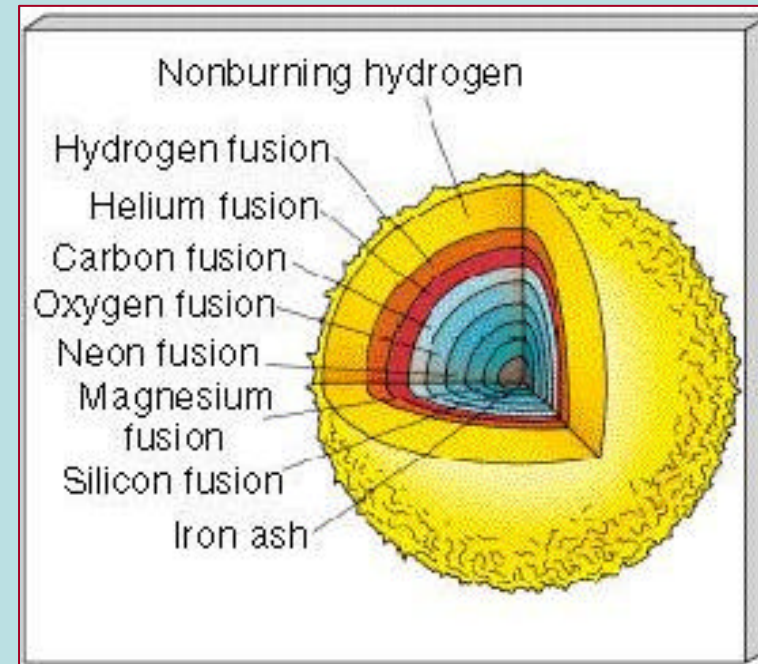
*Values refer to the envelope.

Evoluzione di stelle di grande massa

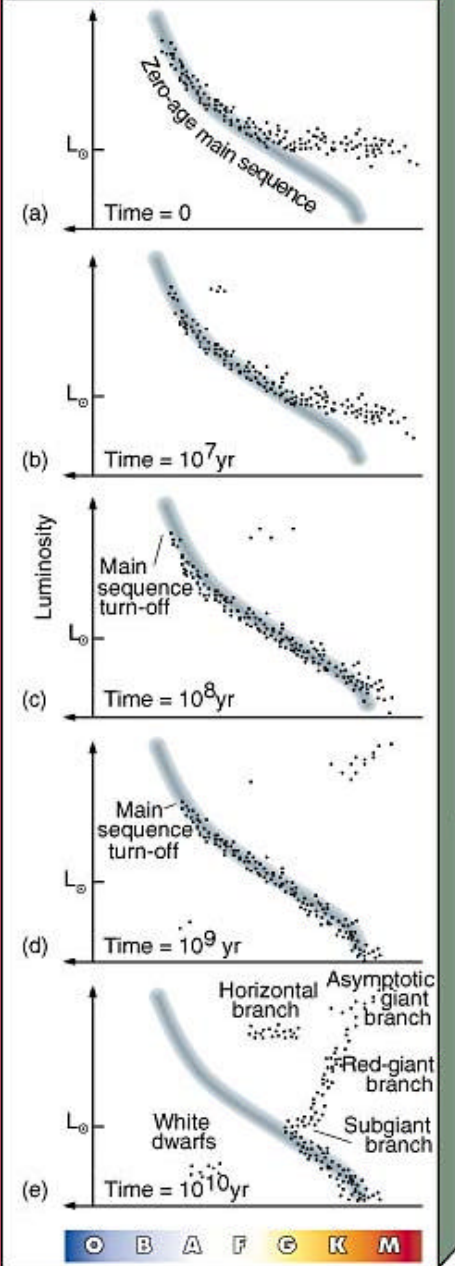
- Evolvono più rapidamente ($t \sim M^{-2.5}$)
- La pressione di radiazione è dominante
- Il nucleo non diventa mai degenere e l'elio si accende in modo non esplosivo
- Formazione di una struttura a shell con sequenza di bruciamenti termonucleari



di bruciamenti termonucleari



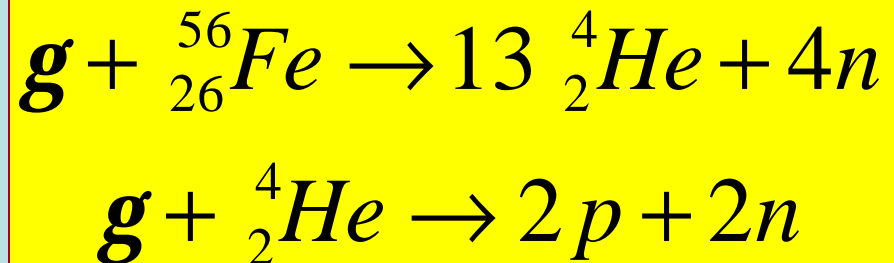
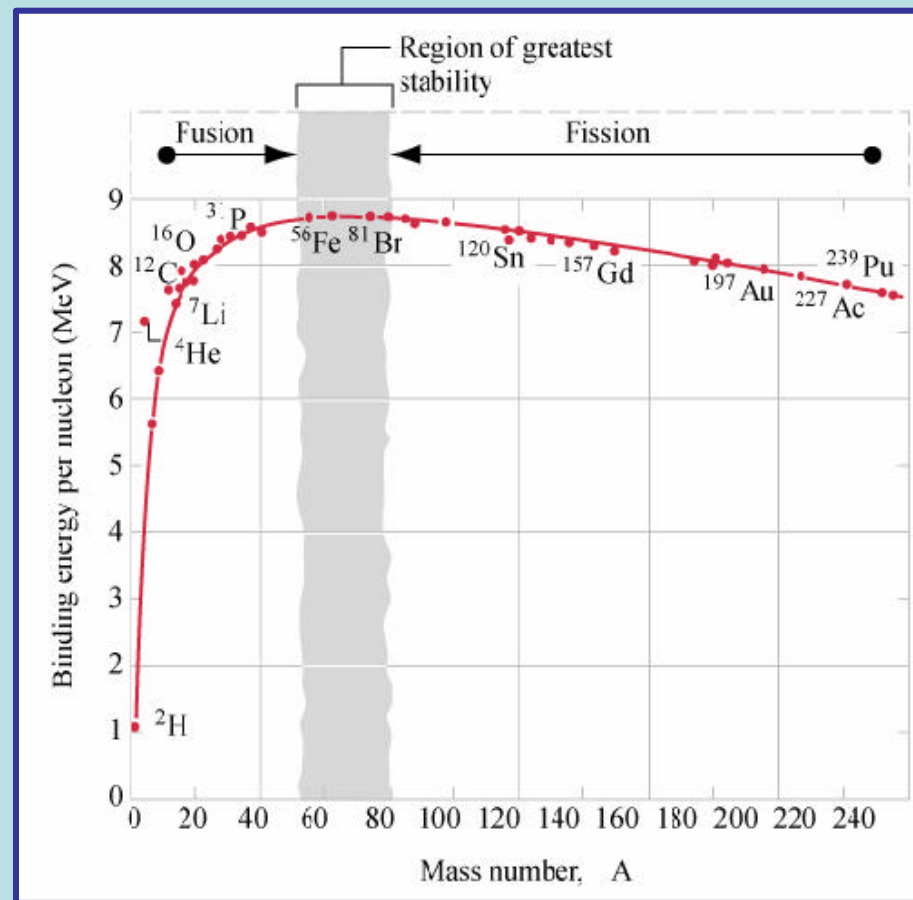
Stelle



- Diagrammi evolutivi teorici di ammassi stellari aperti
- Stelle nate allo stesso tempo
- Le stelle di massa maggiore lasciano prima la sequenza principale ($t \sim M^{-2.5}$)
- Determinazione delle età dal turn-off della sequenza principale

Il nucleo raggiunge la composizione di ferro e nichel

- temperatura di 10^{10} gradi, fotoni di alta energia
- Curva dell'energia di legame dei nucleoni nei nuclei
- Non possono aver luogo ulteriori trasformazioni nucleari esotermiche
- Fotodisintegrazione endotermica del Fe

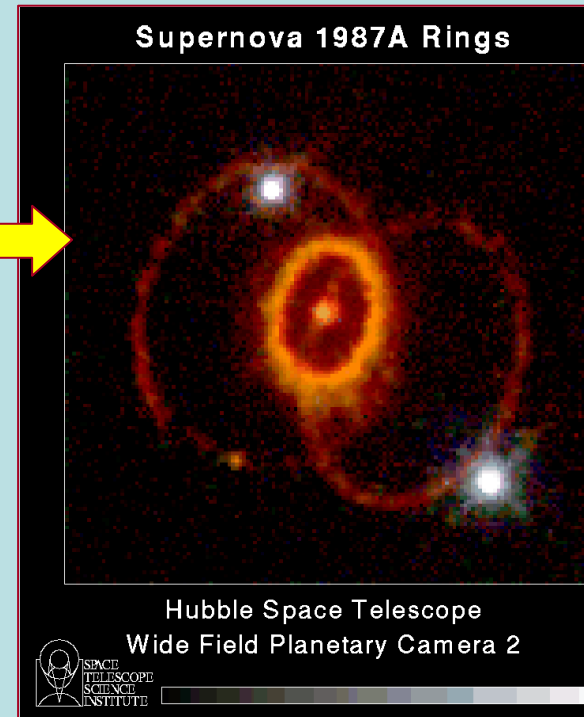


- Collasso gravitazionale violento del nucleo, in pochi secondi
- Neutronizzazione della materia alle alte densità, spostamento dell'equilibrio del decadimento β



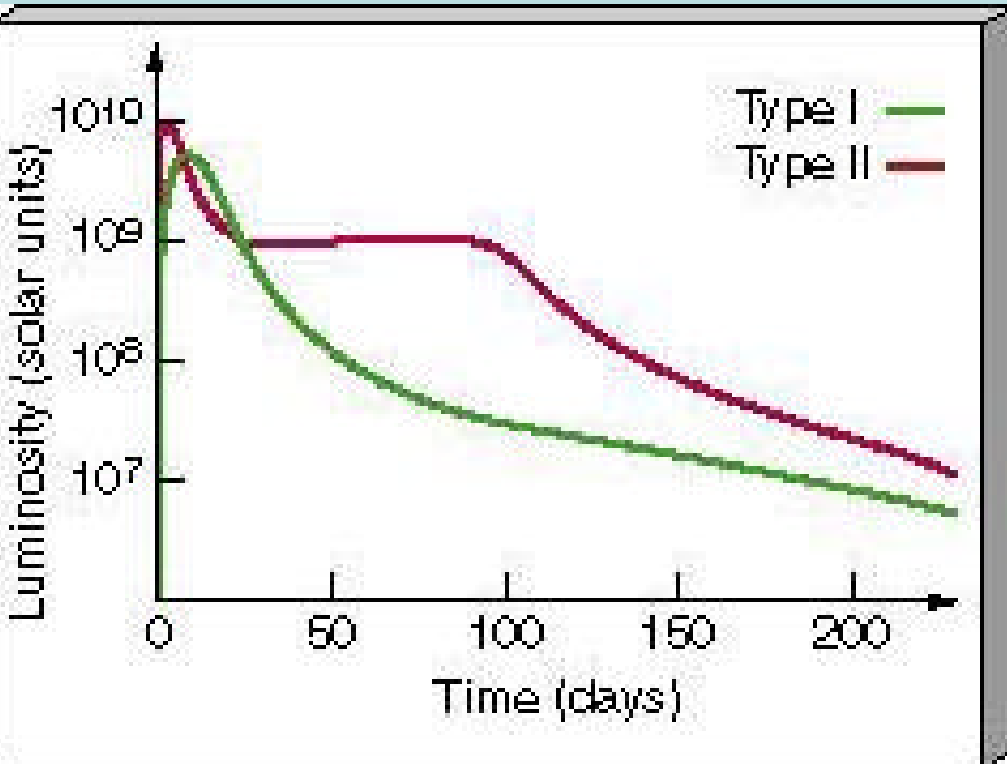
- Il collasso si arresta se il nucleo centrale raggiunge una densità $\rho \approx 10^{15} \text{ gm cm}^{-3}$ con $M \leq 3 M_{\odot}$: formazione di una stella di neutroni
- Limite di stabilità di una stella di neutroni: limite di Chandrasekhar, con raggi molto minori
- Per masse maggiori il nucleo viene inghiottito in un buco nero

- L'involuppo viene espulso da un'onda d'urto di rimbalzo nel flusso di collasso sul nucleo
- Esplosione di supernova di tipo II



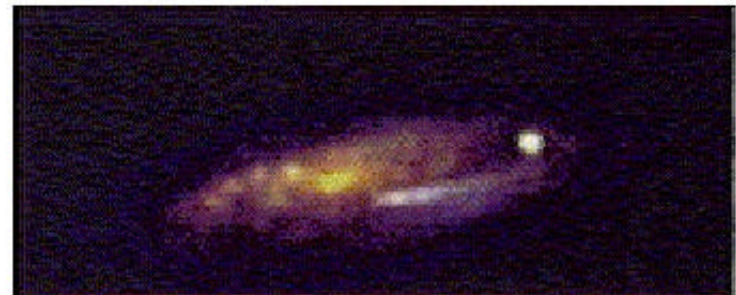
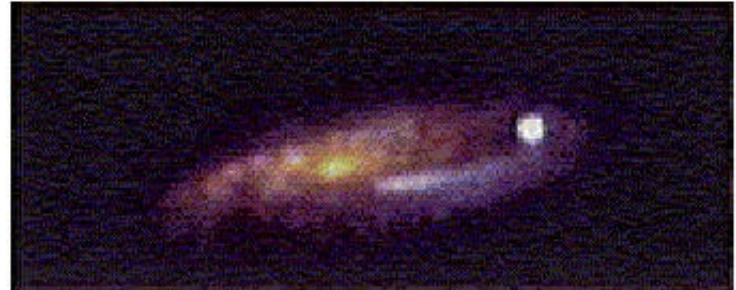
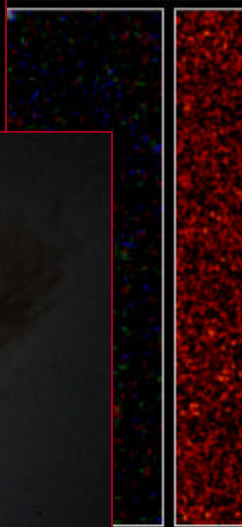
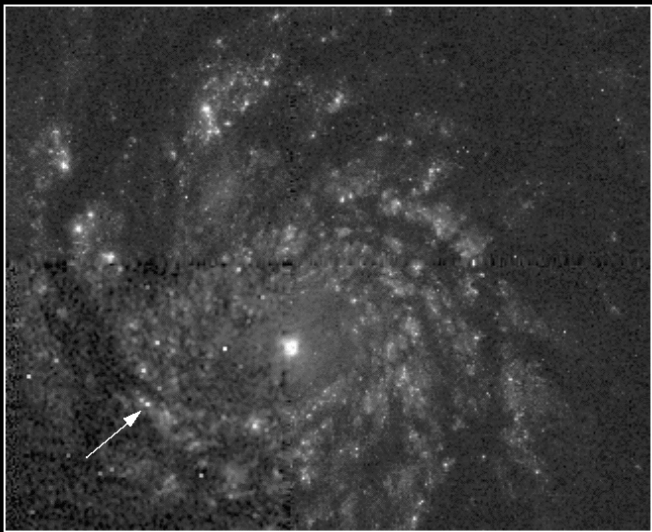
- SN 1987 nella Grande Nube di Magellano (LMC)
- Probabilmente esistono anche casi di completa deflagrazione termonucleare prima di giungere al collasso per fotodisintegrazione del Fe

Supernovae



- Classificazione in base alla curva di luce e allo spettro al massimo
 - Tipo I : proprietà di grande uniformità, povere di H
 - Tipo II : proprietà più varie, molto H
 - Consistenza delle curve di luce con il riscaldamento da decadimento di isotopi radioattivi

Supernova Near Nucleus of Galaxy M51



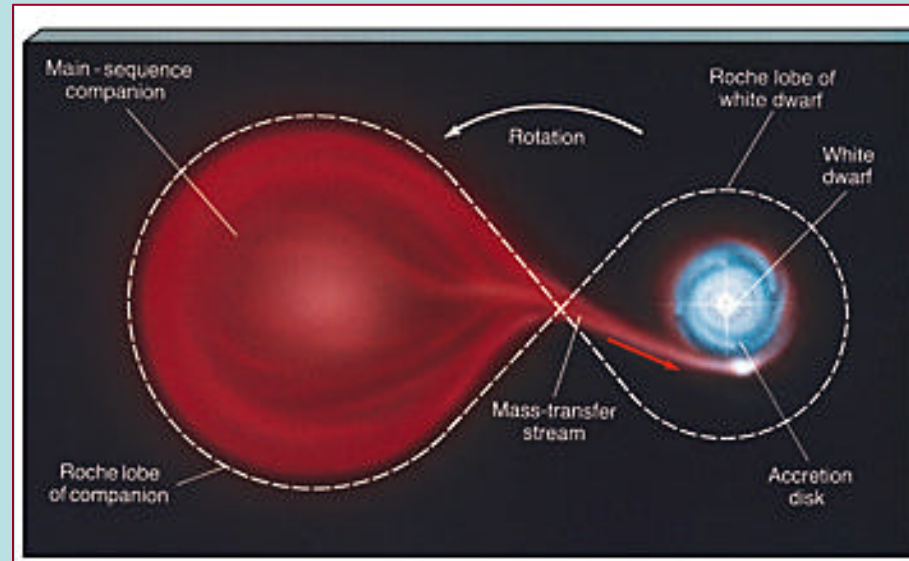
Hubble Space Telescope • Wide Field Planetary Camera 2



in the H
e Telesco

Supernove di tipo I

- Nane bianche in sistemi binari che accrescono materia dalla stella compagna
 - Instabilità oltre il limite di Chandrasekhar
 - Deflagrazione di C-O
 - Collasso gravitazionale
-
- Energia liberata: 10^{53} erg
 - (massa a riposo di $1 M_{\odot}$)
 - Type Ia: spettri con forti righe di Si II (deflagrazione di una nana bianca di C-O)
 - Type Ib,c: spettri con/senza righe di He (deflagrazione di una nana bianca di C, o collasso di una stella massiccia con nucleo di C)



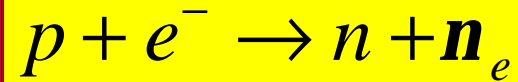
Supernove di tipo II

• Condizioni fisiche della presupernova

$$T_c \approx 8 \times 10^9 \text{ K} \quad \rho_c \approx 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$$

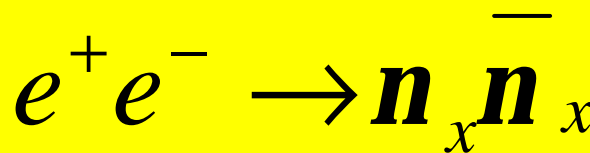
• Collasso gravitazionale del core di stelle massive ($1.3 M_{\odot} - 2.5 M_{\odot}$) in seguito alla fotodissociazione dei nuclei di Ferro

• Neutronizzazione e emissione di neutrini, intrappolati nell'involuppo



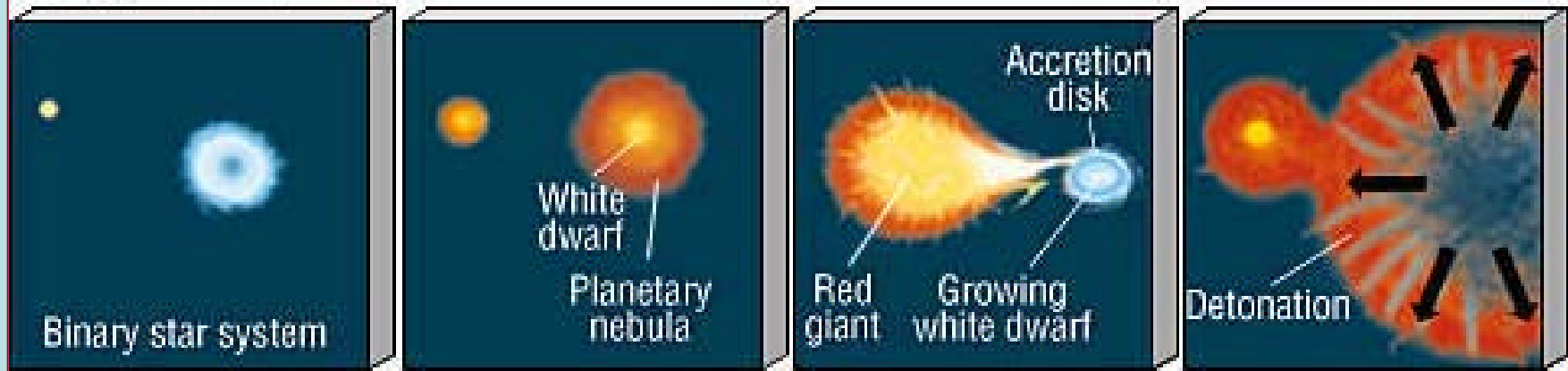
• Energia liberata:

10^{53} erg

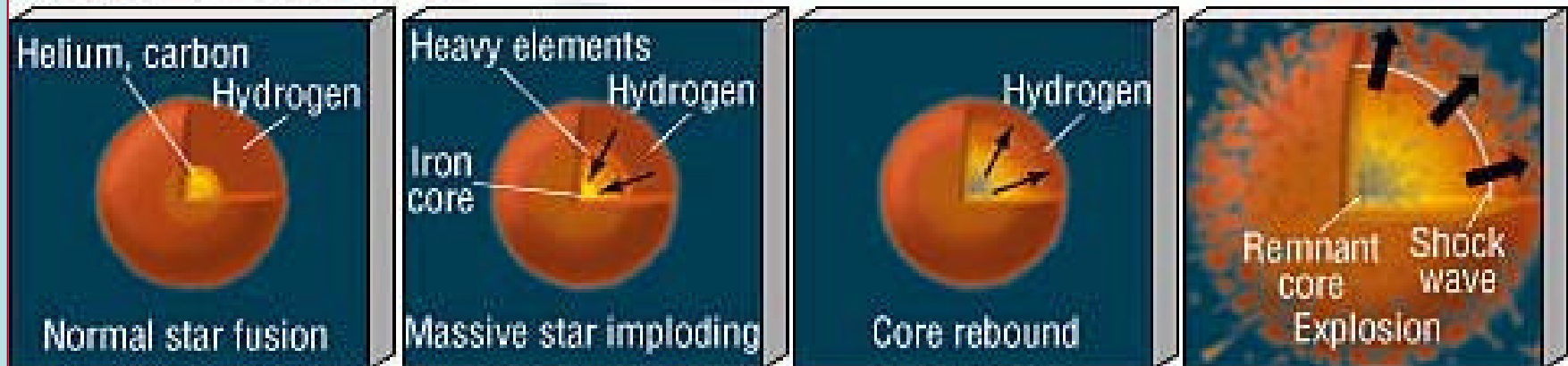


Schemi evolutivi

(a) Type- I Supernova



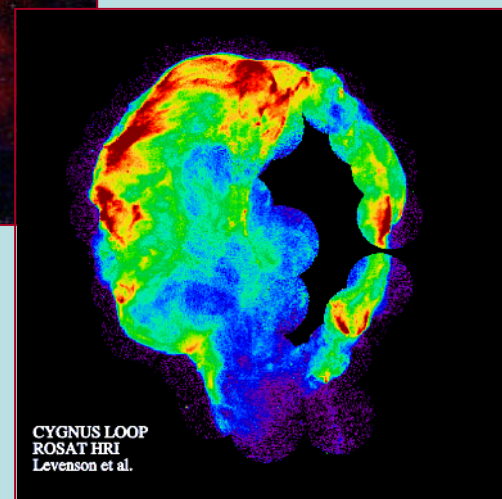
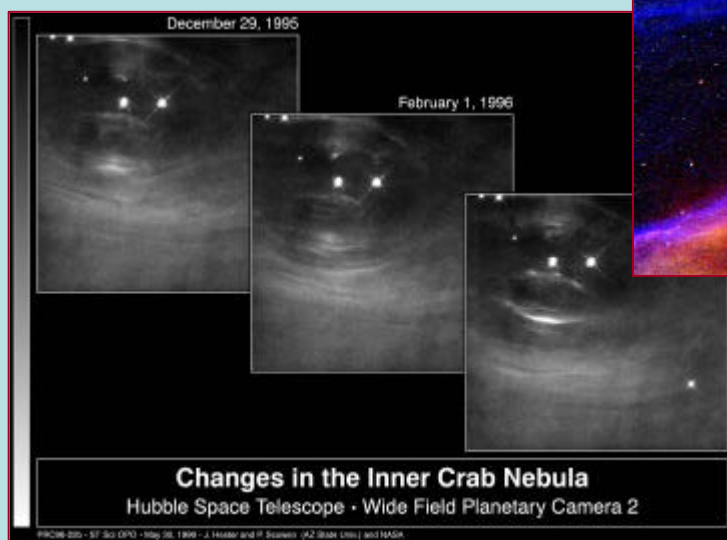
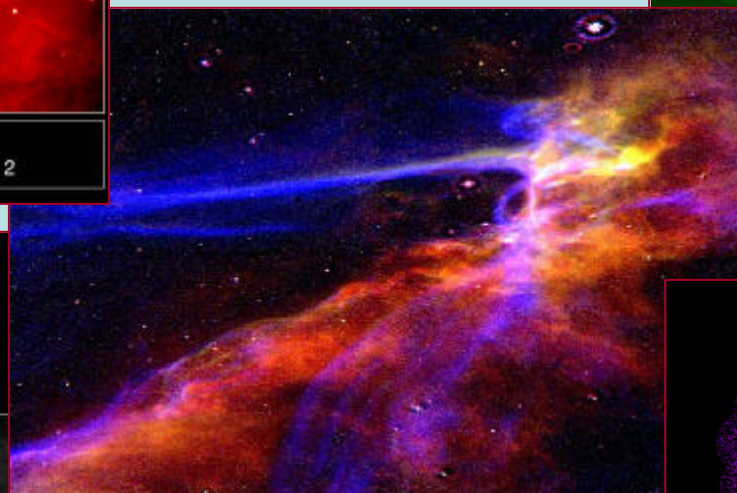
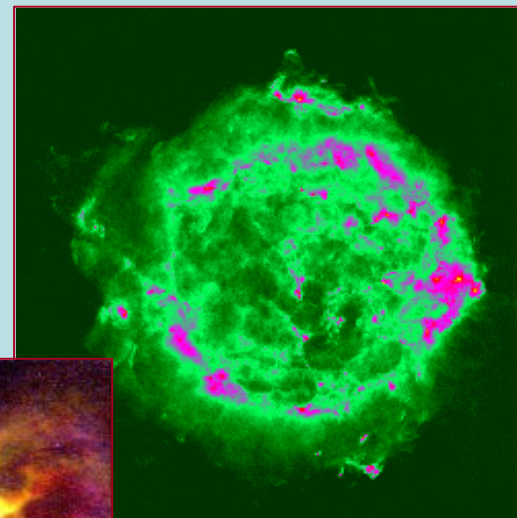
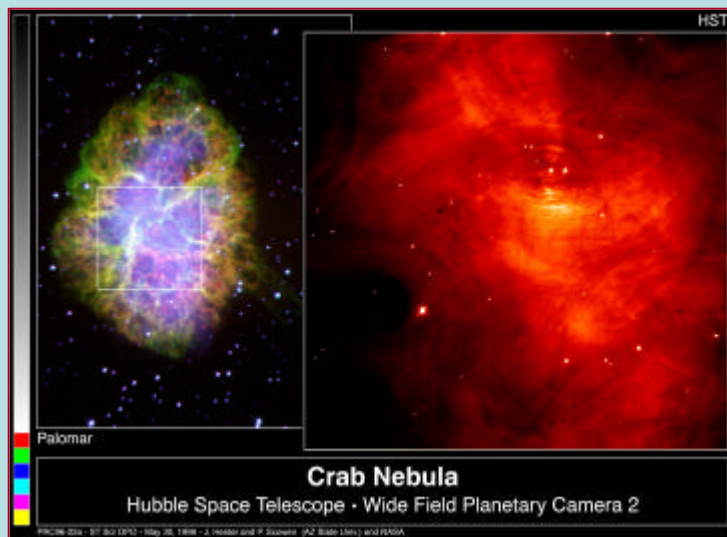
(b) Type- II Supernova



Classification of Supernovae

Type	Ia	Ib	Ic	II
Spectrum	Silicon	No Hydrogen No Silicon		Hydrogen
Physical mechanism	Nuclear explosion of low mass star	Core collapse of evolved massive star (may have lost its hydrogen or even helium envelope during red-giant evolution)		
Light curve	Reproducible	Large Variations		
Neutrinos	Insignificant	~ 100 × Visible energy		
Compact Remnant	None	Neutron star (typically appears as pulsar) Sometimes black hole ?		
Rate/h ² SNU	0.36 ± 0.11	0.14 ± 0.07		0.71 ± 0.34
Observed	Total ~ 2000 as of today (nowadays ~200/year)			

Resti di supernova



Stelle



凡十一日没三年三月乙巳出東南方大中神
年正月丁丑見南斗魁前天禧五年四月丙辰出軒
前星西北大如桃連行經軒轅太星入太微垣掩右
法犯次將歷屏星西北凡七十五日入濁没明道
年六月乙巳出東北方近濁有芒彗至丁巳凡十
日没至和元年五月己丑出天關東南可數寸歲
稍没熙寧二年六月丙辰出箕度中至七月丁卯
箕乃散三年十一月丁未出天囷元祐六年十一
辛亥出參度中犯掩側星壬子犯九游星十二月
酉入奎至七年三月辛亥乃散紹興八年五月守

banduleak -69 202



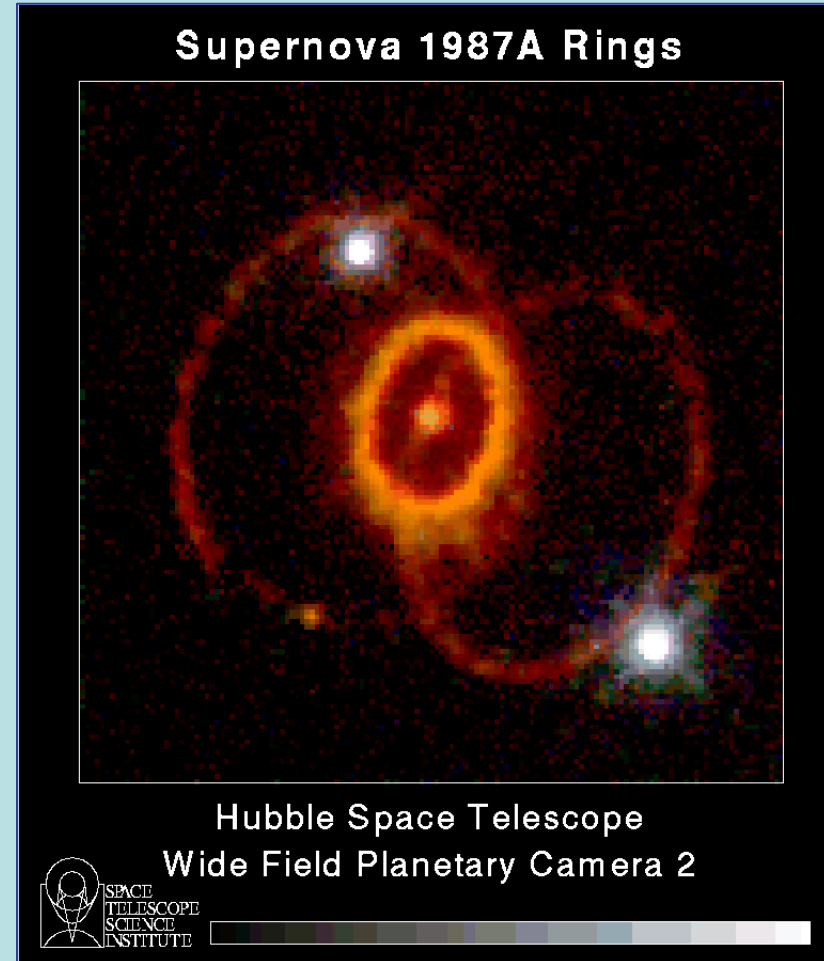
Supernova 1987A

23 February 1987



SN 1987A

- Large Magellanic Cloud
- Tipo II peculiare
- Progenitore: supergigante massiccia blu B3
- Rivelazione di un burst di neutrini poche ore prima dell'esplosione nel visibile
- Righe in raggi X and ? dal $^{56}\text{Co}_{27}$
- Eco luminoso e proprietà del mezzo interstellare

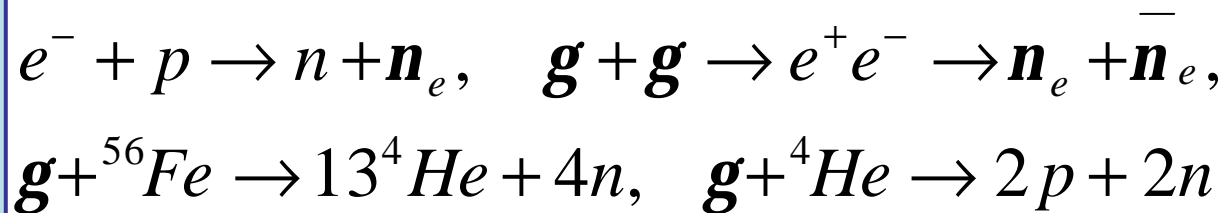


Collasso stellare

Il collasso stellare è inevitabile quando la massa del core M_C supera la massa di Chandrasekhar

$$M_{Ch} = 5.8 \cdot Y_e^2 M_O \approx 1.44 M_O$$

M_C aumenta per il bruciamento dei gusci intorno al core, M_{Ch} diminuisce perchè diminuisce Y_e in seguito a processi di neutronizzazione, creazione e annichilazione di coppie e fotodissociazione:



Tempo di caduta libera

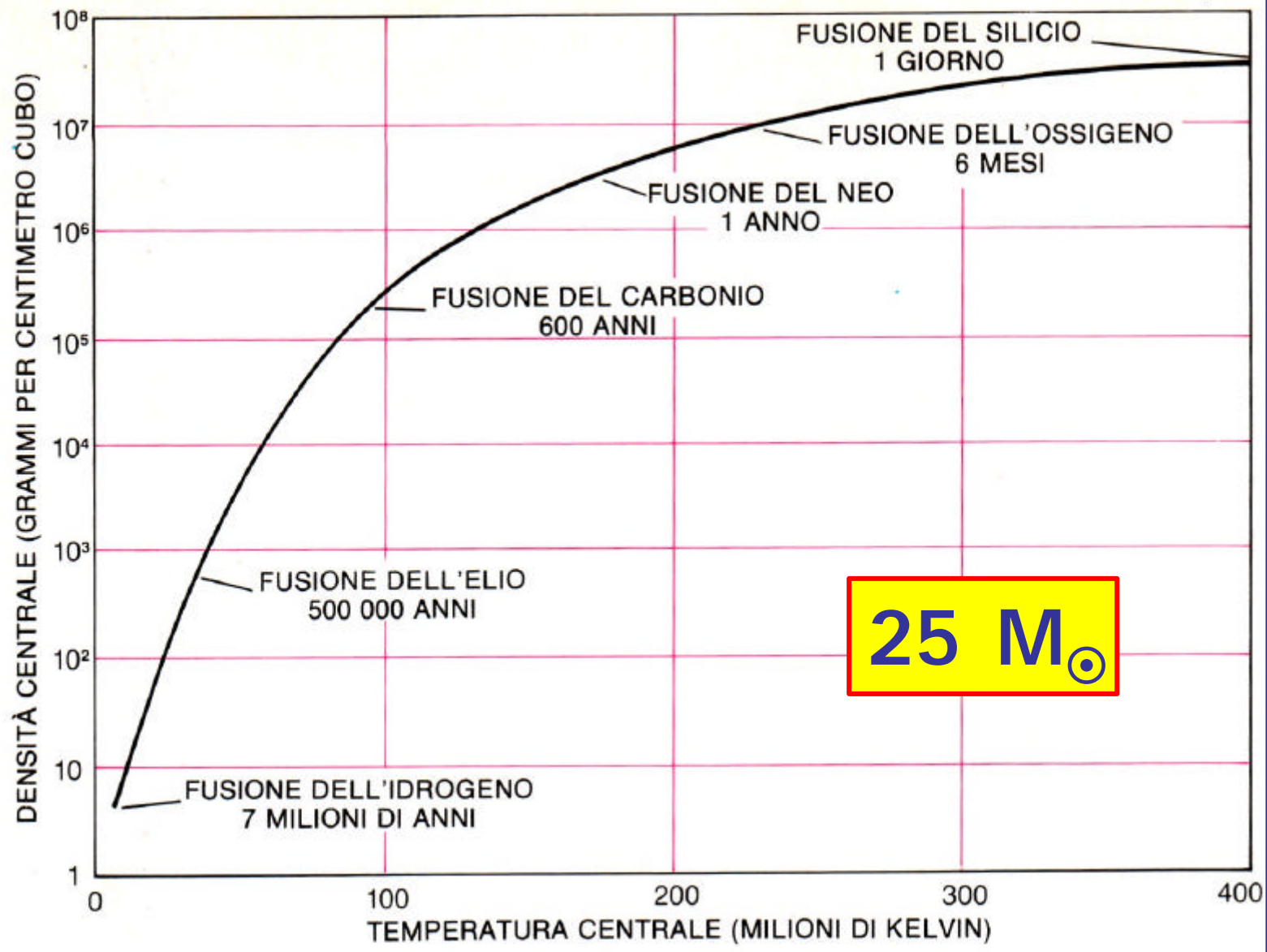
L'equazione del moto in un campo di sole forze gravitazionali e`:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = mv \frac{dv}{dr} = -G \frac{Mm}{r^2}$$

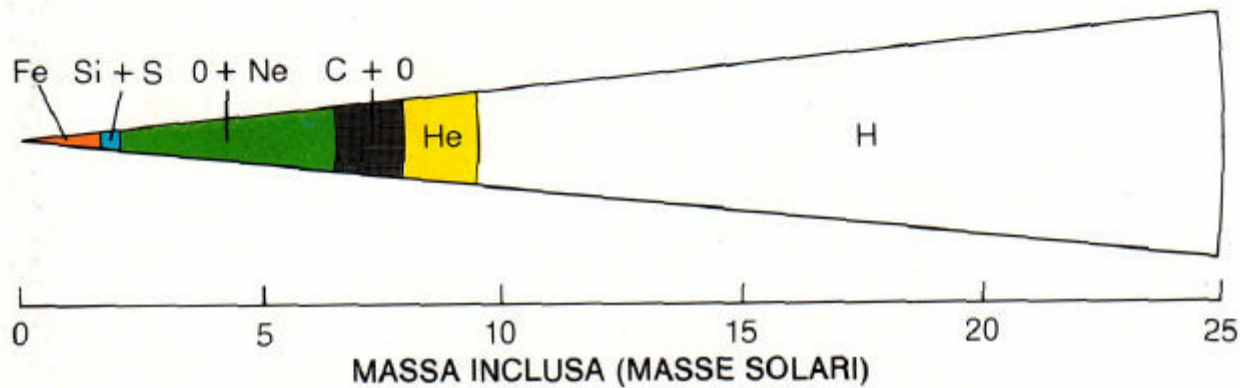
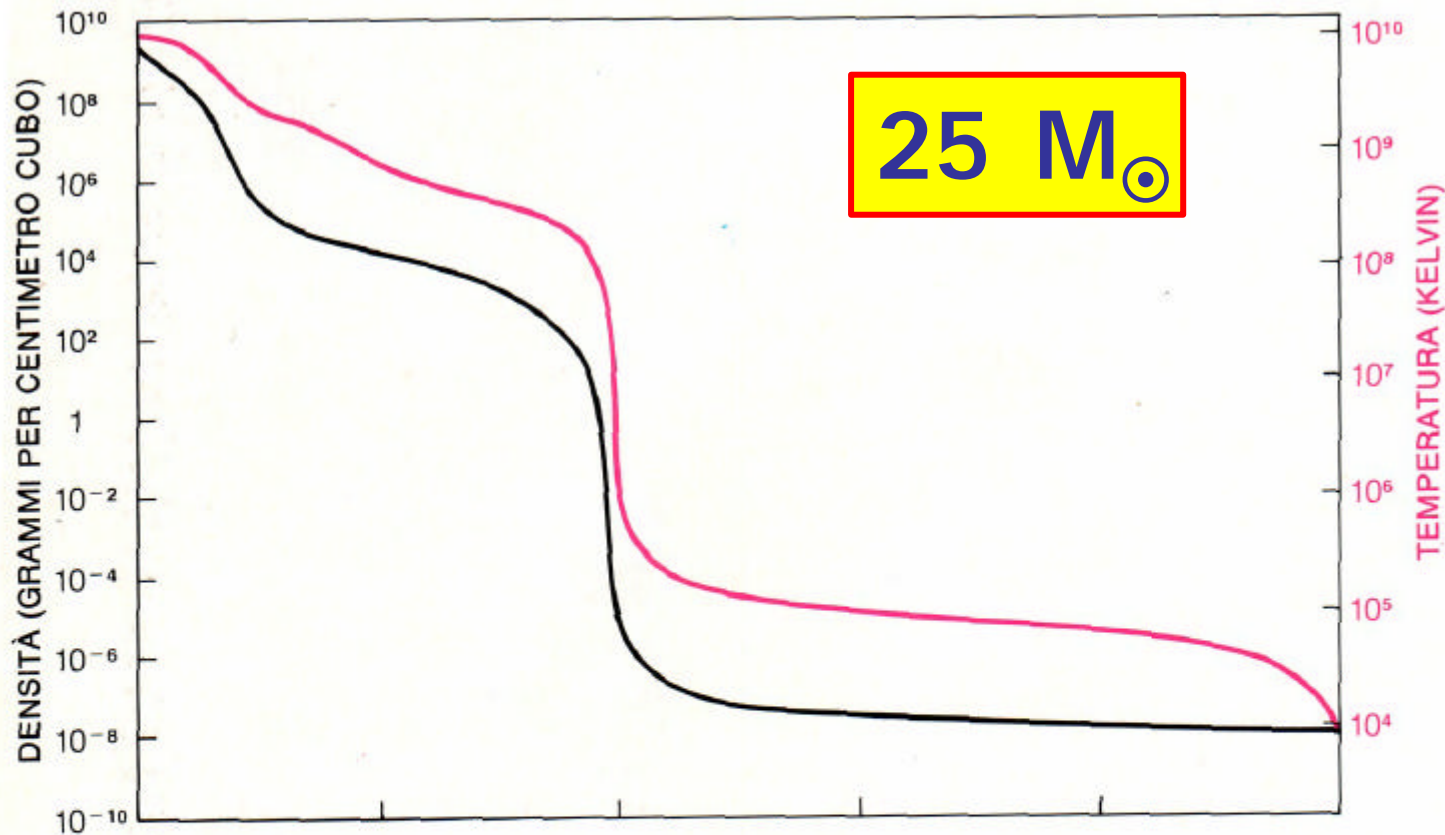
Il cui integrale porta a definire il tempo di caduta libera τ :

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{6pGr}}$$

che dipende solo da ρ . Per il Sole si ha $\tau \sim 1$ ora, per il core di una stella evoluta (di massa $1 M_{\odot}$ in un volume di raggio $R = 10^6 \text{ m} \sim 10^{-3} R_{\odot}$) il tempo di caduta libera è $\tau \sim 6 \cdot 10^{-2} \text{ s}$.



25 M_☉



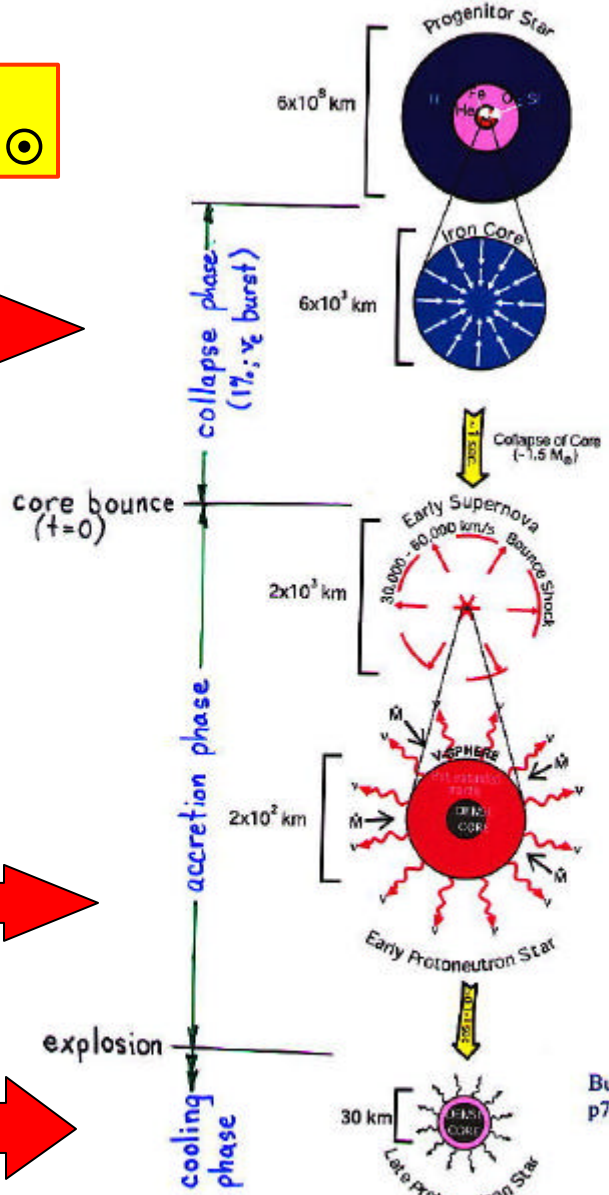
$$M_C > M_{Ch} = 5.76 Y_e^2 M_\odot$$



$$c = \frac{1}{n\sigma}$$

$$\Delta E_B = \frac{GM^2}{R_{ns}} - \frac{GM^2}{R_c}$$

Type II SN



Burrows, Nature, v403, p727-733 (2000)

Neutrini da collassi stellari

In un core stellare con $M_C \sim M_{Ch}$ ci sono $\sim 10^{57}$ elettroni; quindi il numero massimo di neutrini da neutronizzazione emessi è 10^{57} . Poichè la loro energia media è $\sim 10 \text{ MeV} = 10^{-12} \text{ J}$, in totale l'energia emessa in questa fase è circa 10^{45} J , ossia $\sim 10^{-2} M_C \cdot c^2$.

L'energia emessa in neutrini durante i processi di annichilazione e^+e^- è $\sim 20\text{-}30$ volte maggiore, ossia $\sim 3 \cdot 10^{46} \text{ J}$. Per un collasso al centro della Galassia ($d \sim 8.5 \text{ kpc}$) il flusso di ν_e e $\bar{\nu}_e$ a Terra è:

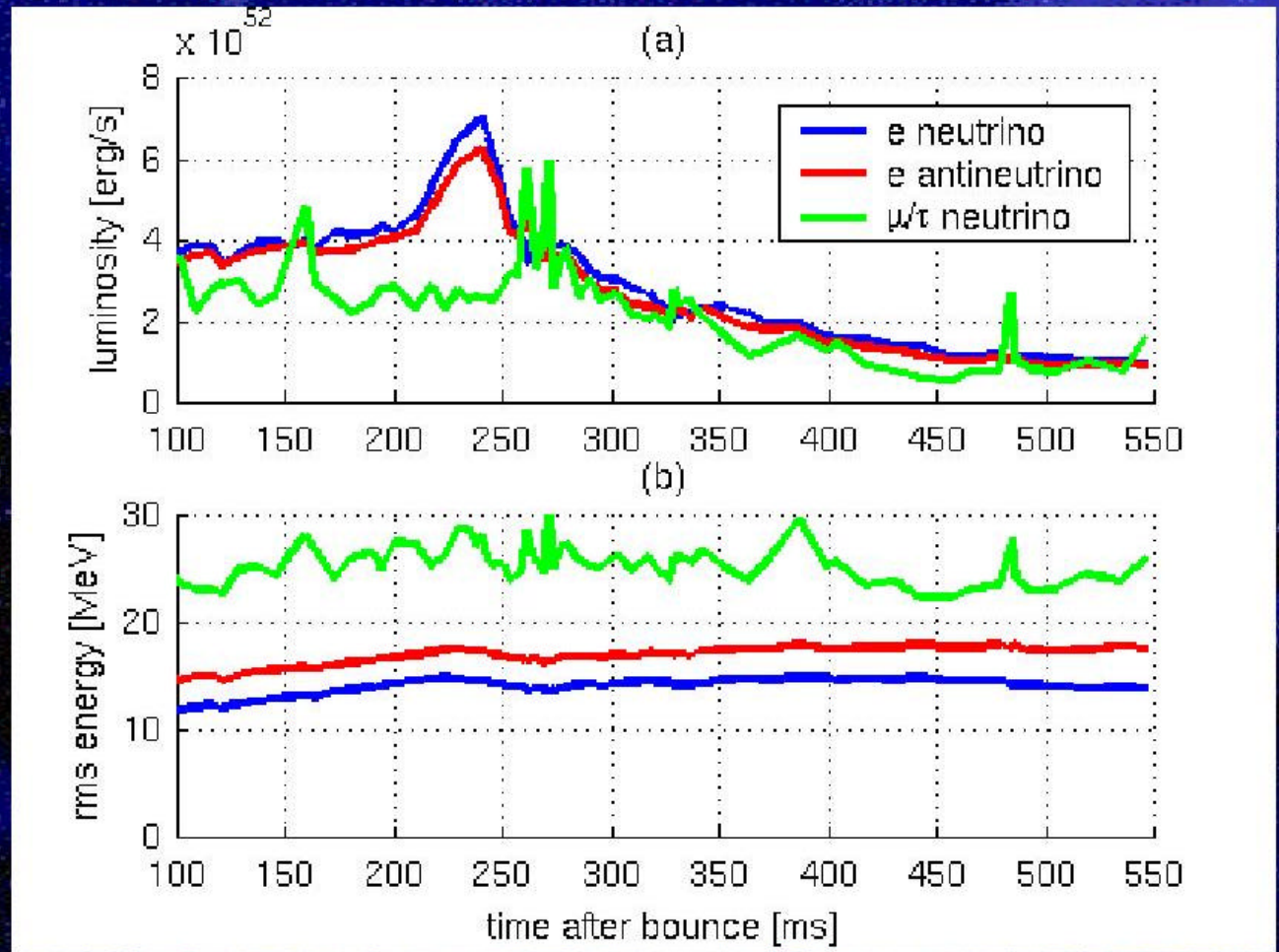
$$\Phi(\mathbf{n}_e, \bar{\mathbf{n}}_e) = \frac{\Phi_0(\mathbf{n}_e, \bar{\mathbf{n}}_e)}{6 \cdot 4\pi d^2} \approx 10^{16} (\mathbf{n}_e, \bar{\mathbf{n}}_e) \text{ m}^{-2}$$

<i>Fase del collasso</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>
Energia totale in neutrini (10^{53} erg)	0,1	1,7	3
Energia media dei neutrini (MeV)	12	14	15
Durata temporale (s)	0,04	3,1	15

1. Formazione del core opaco ai neutrini (**neutrinosfera**).
2. Accrescimento dell'involuppo sul core.
3. Raffreddamento Kelvin della neonata stella di neutroni calda.

Luminosities RMS Energies

$$C_n = \frac{1}{nS}$$



Spettro di Fermi-Dirac

$$\frac{dN}{dE_v} = \frac{E_v^2}{\left(1 + e^{E_v/kT}\right)} e^{-\alpha(E_v/kT)^2}$$

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{\infty} E \frac{dN}{dE} dE}{\int_0^{\infty} \frac{dN}{dE} dE} = \frac{kT \int_0^{\infty} x \frac{x^2}{1 + e^x} dx}{\int_0^{\infty} \frac{x^2}{1 + e^x} dx} = kT \frac{F_3(x)}{F_2(x)} = 3,15 kT$$

Numero di eventi attesi in un rivelatore

$$N(\tau, E_{th}, d) = q \cdot E_{Tot} \frac{N_p}{4 \pi d^2} \int_0^{\tau} dt \int_{E_{th}}^{\infty} \frac{d\sigma}{E_v} dE_v$$

Software :
Bryce 5 , Corel Pack

Hardware :
Asus Pentium III

Animator Modeller and Designer :
Cristian Forchione

K1 (MeV)	E_{th} (MeV)	t (s)				
		0,01	0,1	1	10	≥ 25
3	5	0,15	2,55	9,3	24,4	35,3
	10	0,08	1,33	4,8	12,7	18,3
	15	0,02	0,39	1,4	3,7	5,4
	20	0,00	0,07	0,3	0,7	1,0
4	5	0,23	4,0	14,5	38	55
	10	0,17	3,0	10,9	29	41
	15	0,09	1,6	5,7	15	22
	20	0,04	0,6	2,2	5,9	8,5
5	5	0,31	5,3	19	51	73
	10	0,27	4,6	16,7	44	64
	15	0,19	3,2	11,7	31	45
	20	0,11	1,8	6,6	17	25

Rivelazione di neutrini in LVD

Decadimento β inverso:



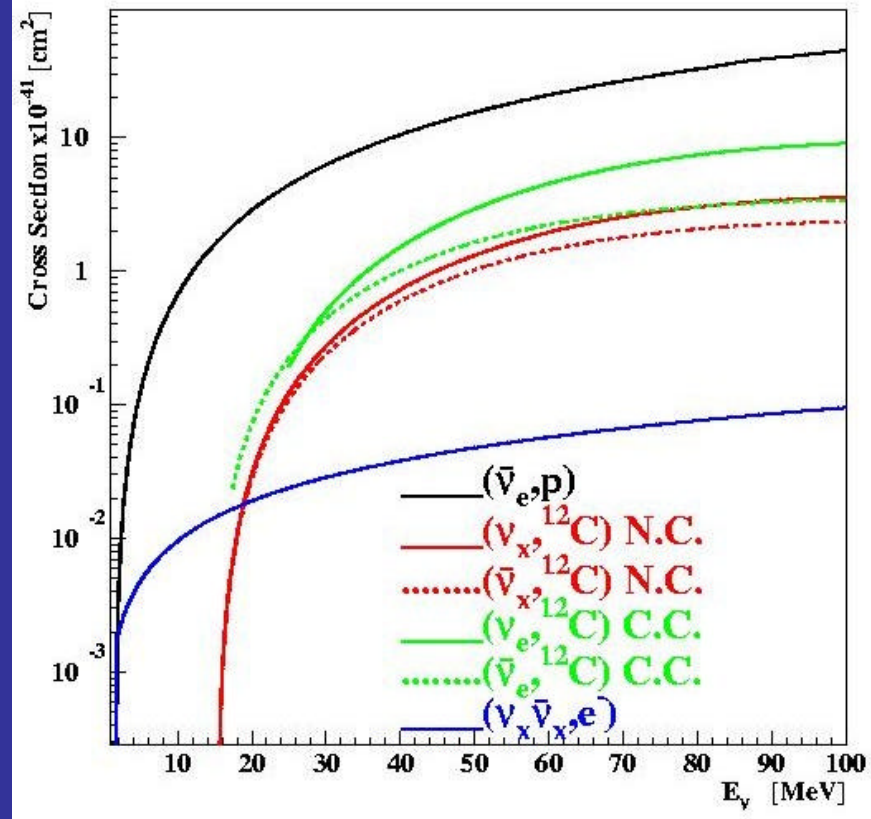
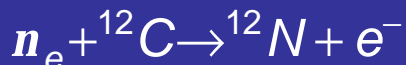
Diffusione neutrino-elettrone:



Interazioni a correnti neutre:



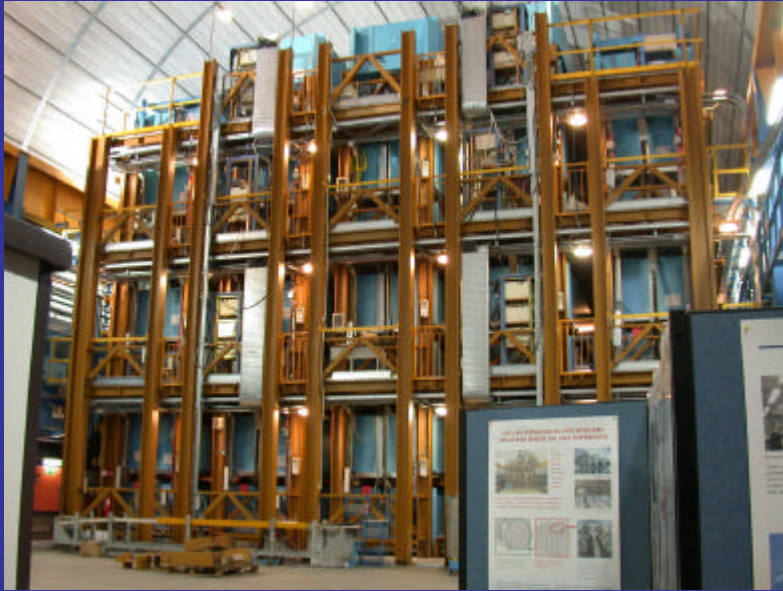
Interazioni a correnti cariche:



$$S(n_e + e) = 10^{-44} \left(\frac{E_n}{\text{MeV}} \right) \text{cm}^2$$

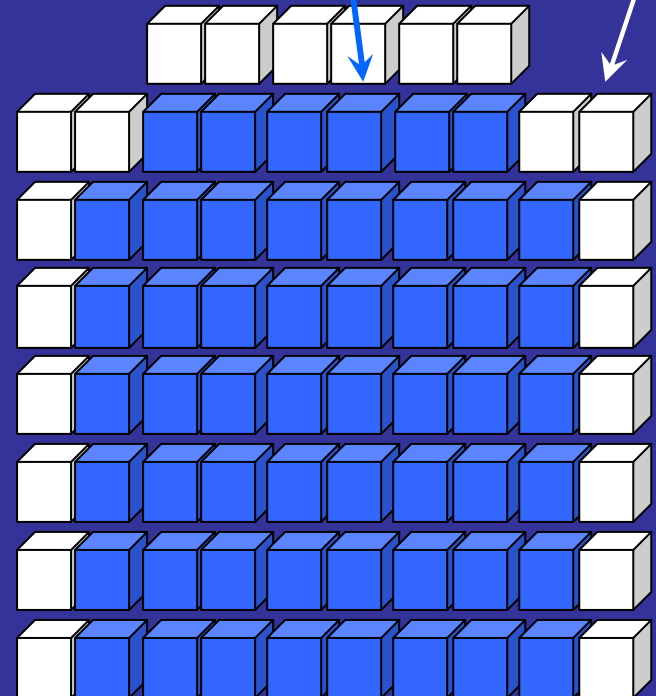
$$S(n_e + n) = S(\bar{n}_e + p) = 9 \cdot 10^{-44} \left(\frac{E_n}{\text{MeV}} \right)^2 \text{cm}^2$$

Il rivelatore LVD

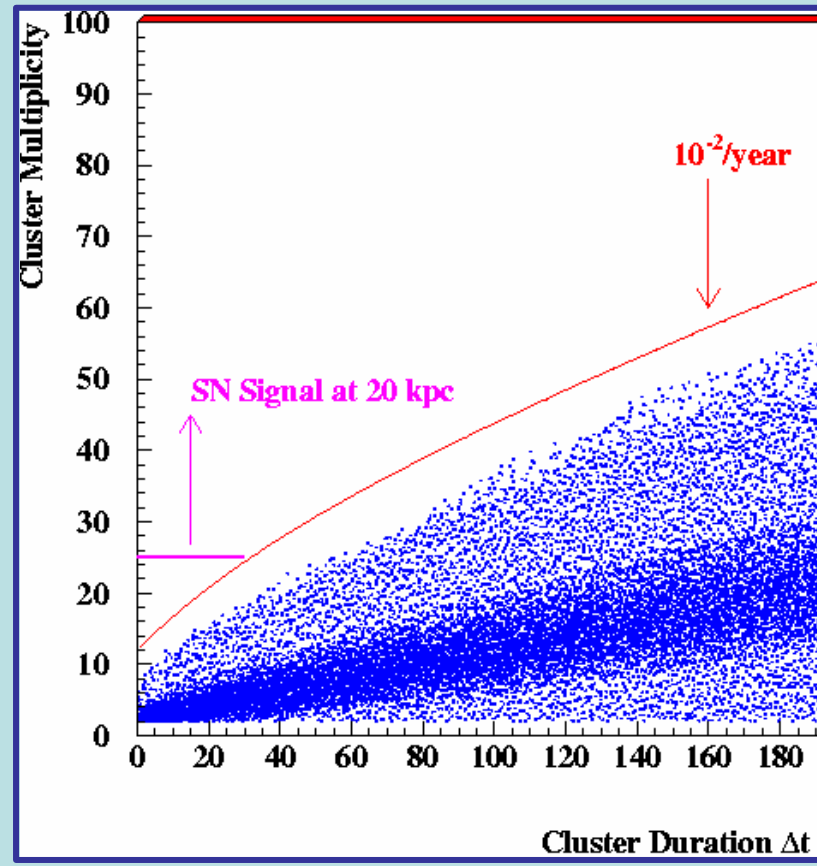
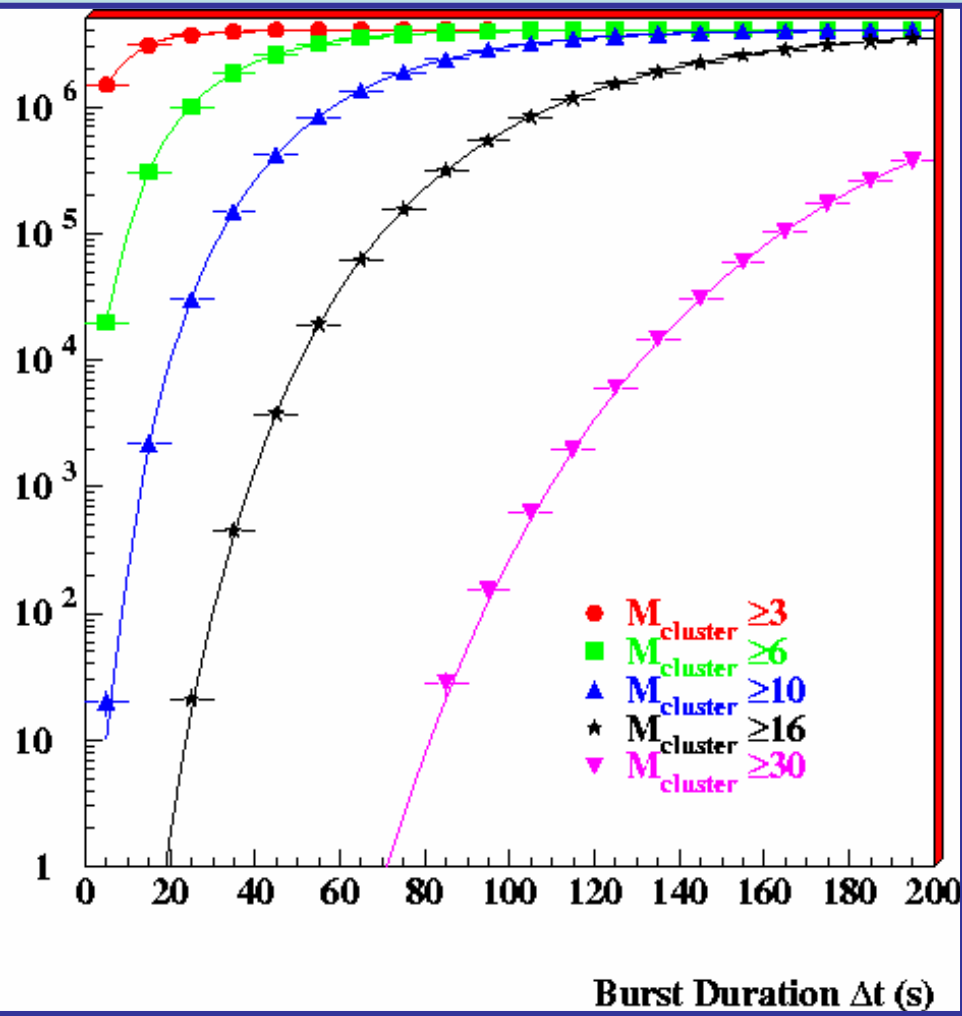


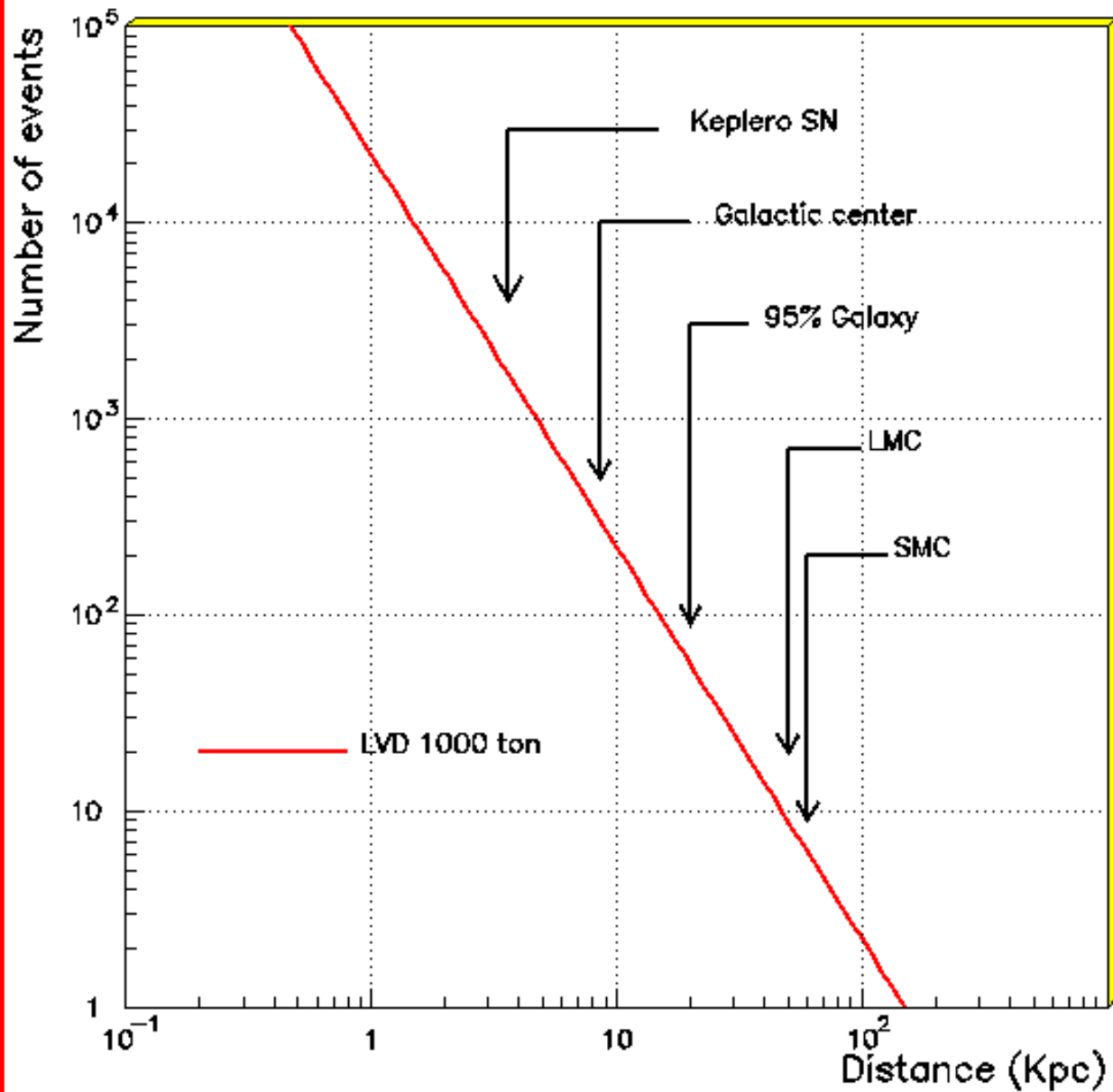
- 840 tank di $1,5m^3$ in tre torri di 35 portatank (gruppi di 8 tank) ciascuna
- Ogni tank contiene $1,2ton$ di scintillatore liquido ($d=0,78g/cm^3$, C_nH_{2n+2} con $\langle n \rangle \sim 9,6$) ed è monitorata da 3 PMTs

LVD è suddiviso in contatori esterni ($\sim 430ton$) e in contatori interni ($\sim 570ton$)

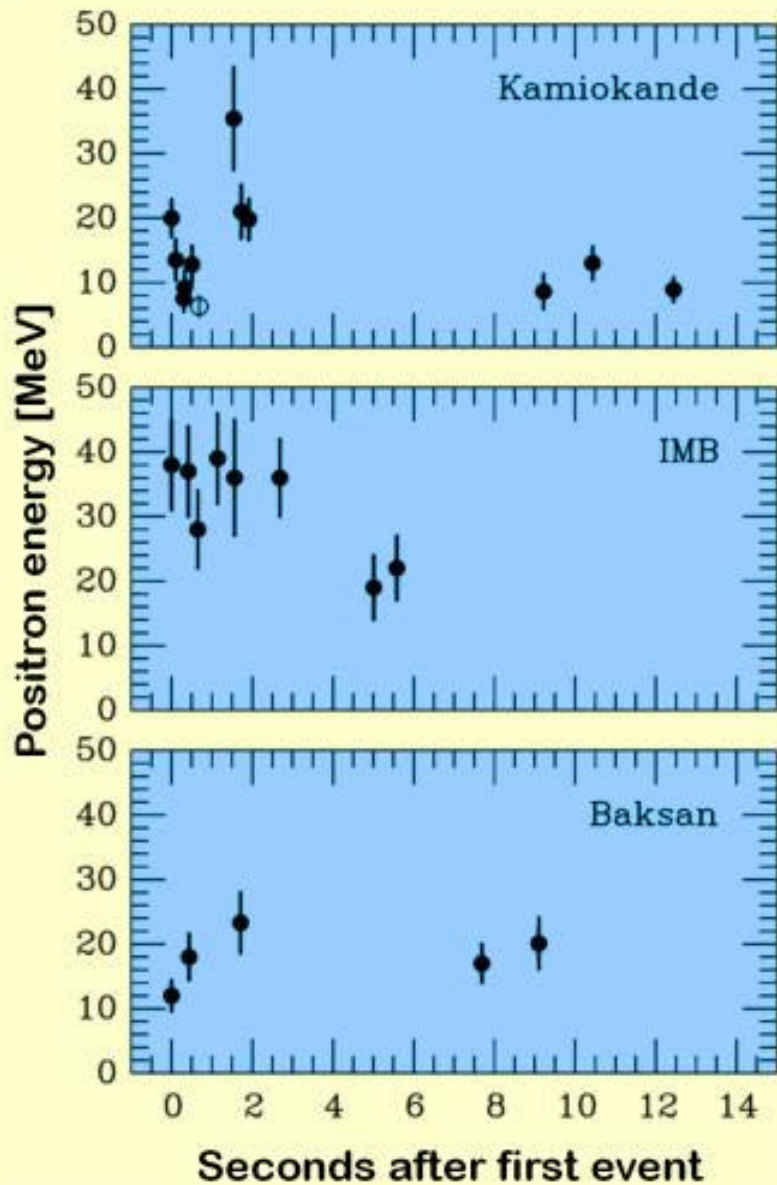


$$F_{im} = f \sum_{k=m-1}^{\infty} P(k, \Delta t) = f \sum_{k=m-1}^{\infty} \frac{(f\Delta t)^k}{k!} e^{-f\Delta t}$$





Neutrino Signal of Supernova 1987A



Kamiokande (Japan)
Water Cherenkov detector
Clock uncertainty ± 1 min

Irvine-Michigan-Brookhaven
(USA)
Water Cherenkov detector
Clock uncertainty ± 50 ms

Baksan Scintillator Telescope
(Soviet Union)
Clock uncertainty $+2/-54$ s

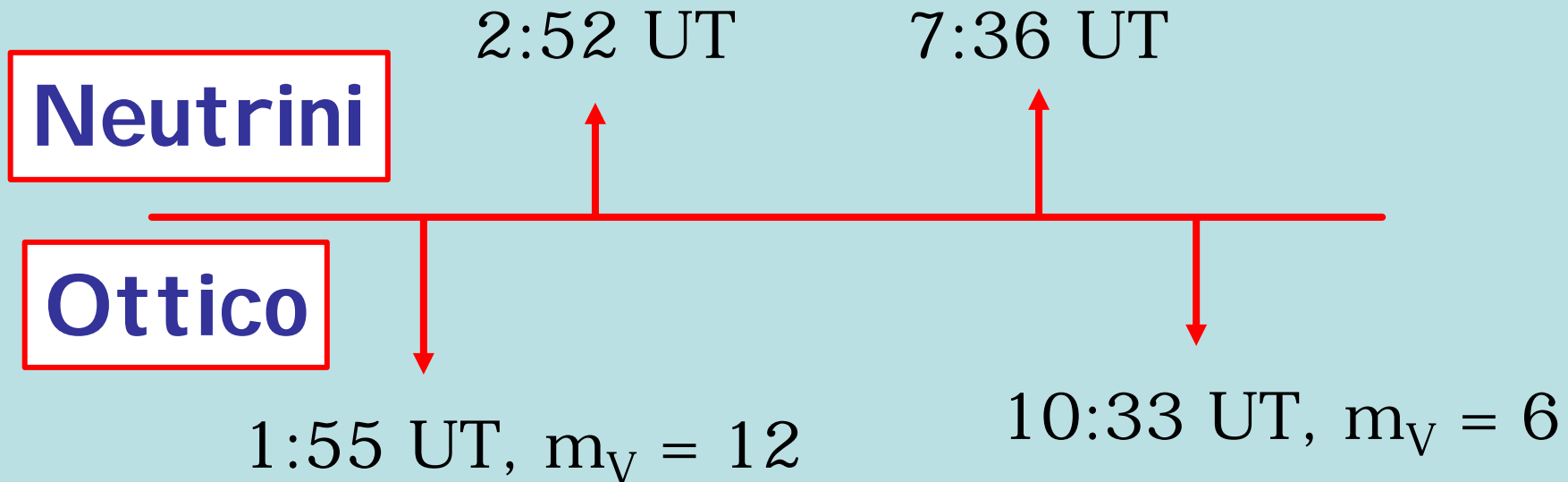
Within clock uncertainties,
signals are contemporaneous

Neutrini dalla SN 1987A

Stella progenitrice Sanduleak -69202

Tipo spettrale B3 Ia, massa 20-25 M_{\odot}

Osservazioni ν in 4 laboratori sotterranei

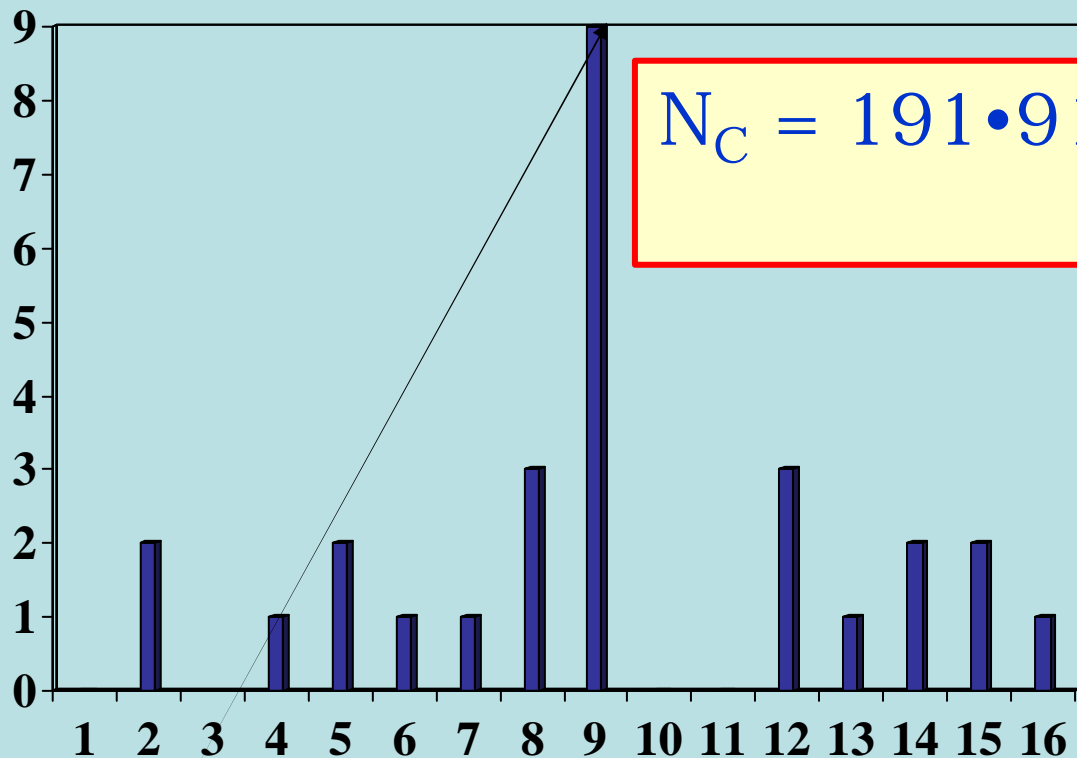


E' stata fatta un'analisi di correlazione statistica utilizzando tutti i dati disponibili

	n. impulsi rivelati	energia di soglia (MeV)	tempo di inizio dell'evento
Monte Bianco	5	5	2:52:36.8 ± 2 ms
Kamioka	11	8	7:35:35 ± 1 min
IMB	8	25	7:35:41 ± 5 ms
BST	2	10	2:52:34
	5		7:36:06 (+2s-54s)

Il segnale rivelato al Monte Bianco nell'intervallo di energia ($5.8 \leq E_{\text{vis}} \leq 7.8$ MeV) in scintillatore, corrisponde all'intervallo ($4.6 \leq E_{\text{vis}} \leq 6.6$ MeV) in acqua ed e' al limite di osservabilita' in Kamioka.

Coincidenze Mt. Blanc-Kamioka



$$N_C = 191 \cdot 91 \cdot 2 \cdot 0.5 / 7200 = 2.4$$
$$N_O = 9$$

**Evento Mt. Bianco
1:45 - 3.45 U.T.**

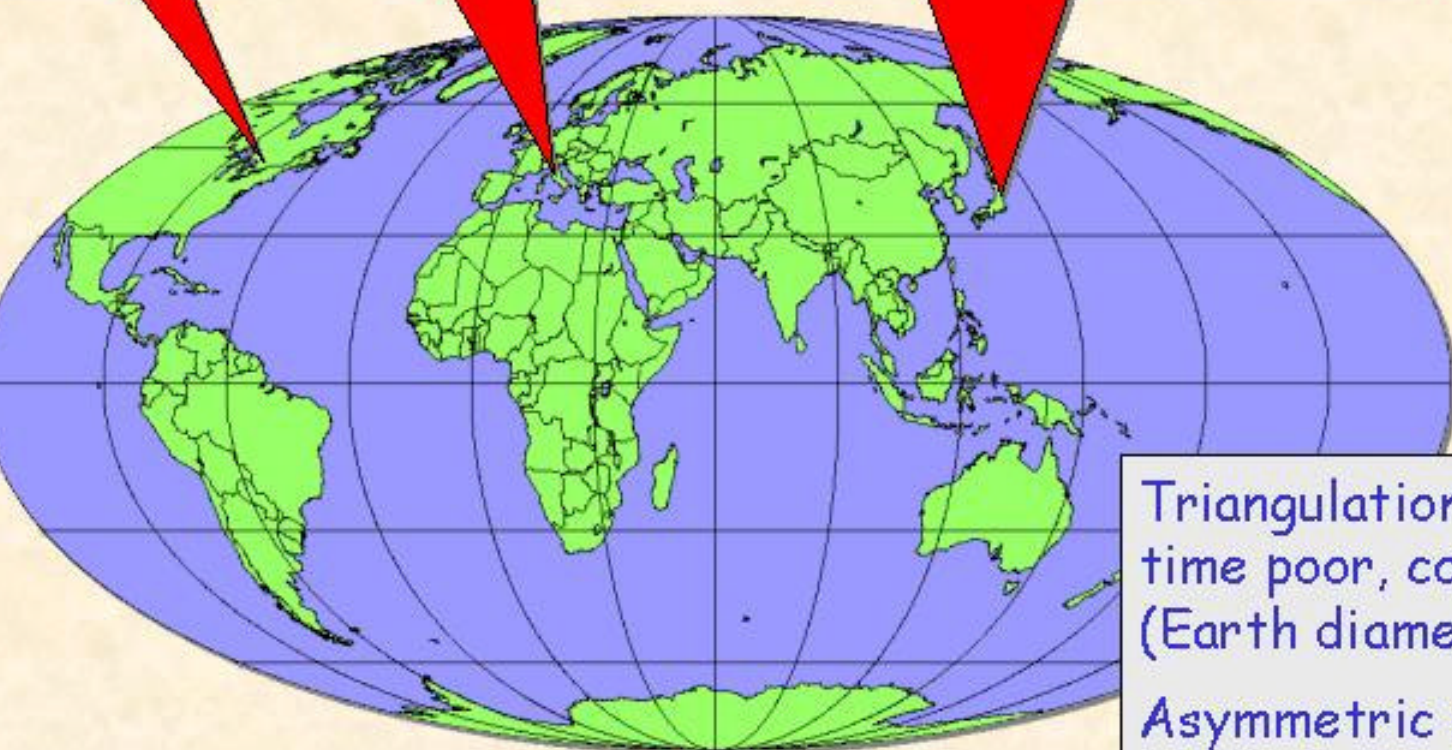
Coincidence window $\Delta t = \pm 0.5$ s
Bin width 2 hours
Coincidence time 34 hours
Kamioka time + 7 seconds

Large Detectors for SN Neutrinos

SNO

LVD & Borexino

Super-Kamiokande & Kamland



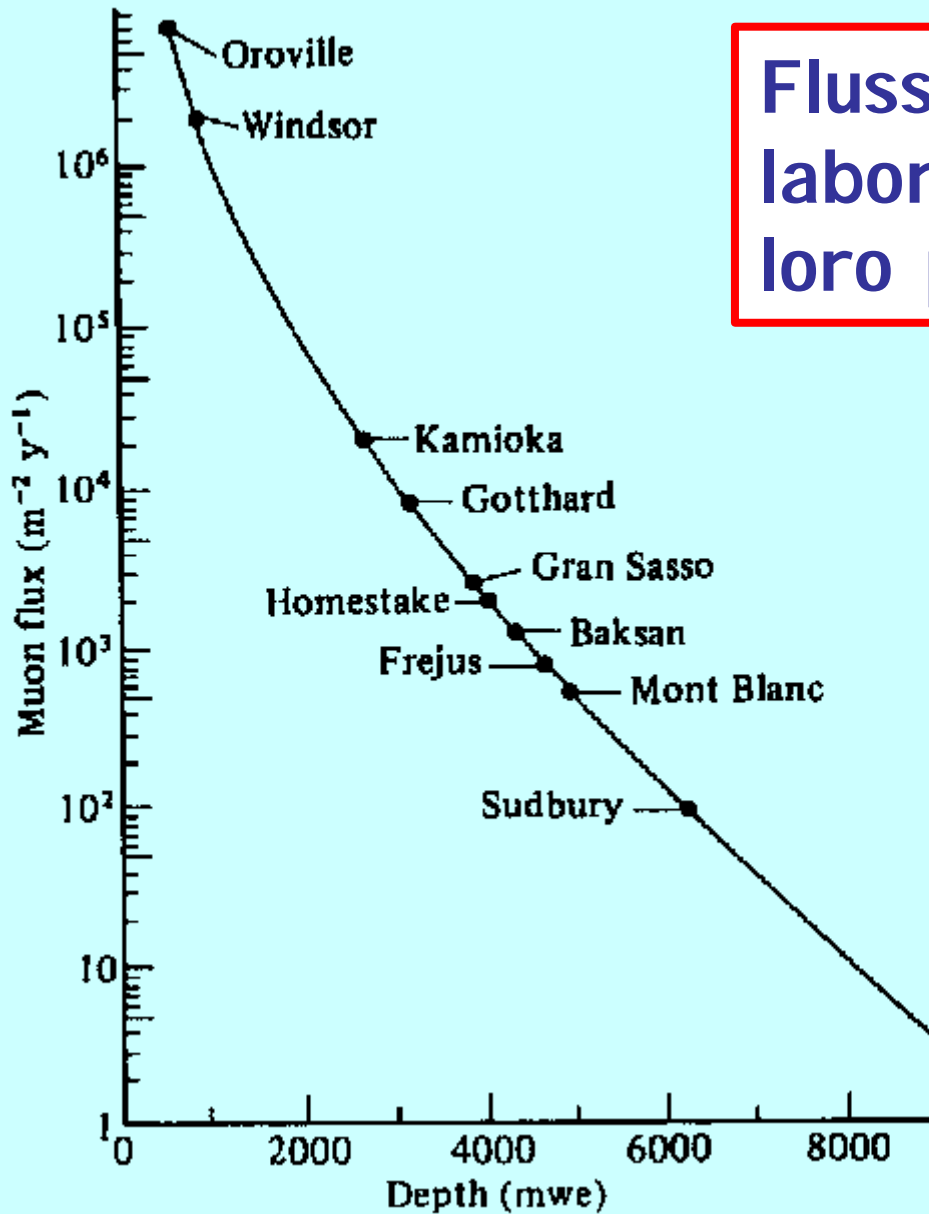
Amanda
(Antarctic ice)

Triangulation by arrival time poor, $\cos(\theta) \sim 0.5$
(Earth diameter ~ 42 ms)

Asymmetric signal from ν_e scattering: Pointing accuracy $\sim 5^\circ$ (SuperK) or $\sim 20^\circ$ (SNO)

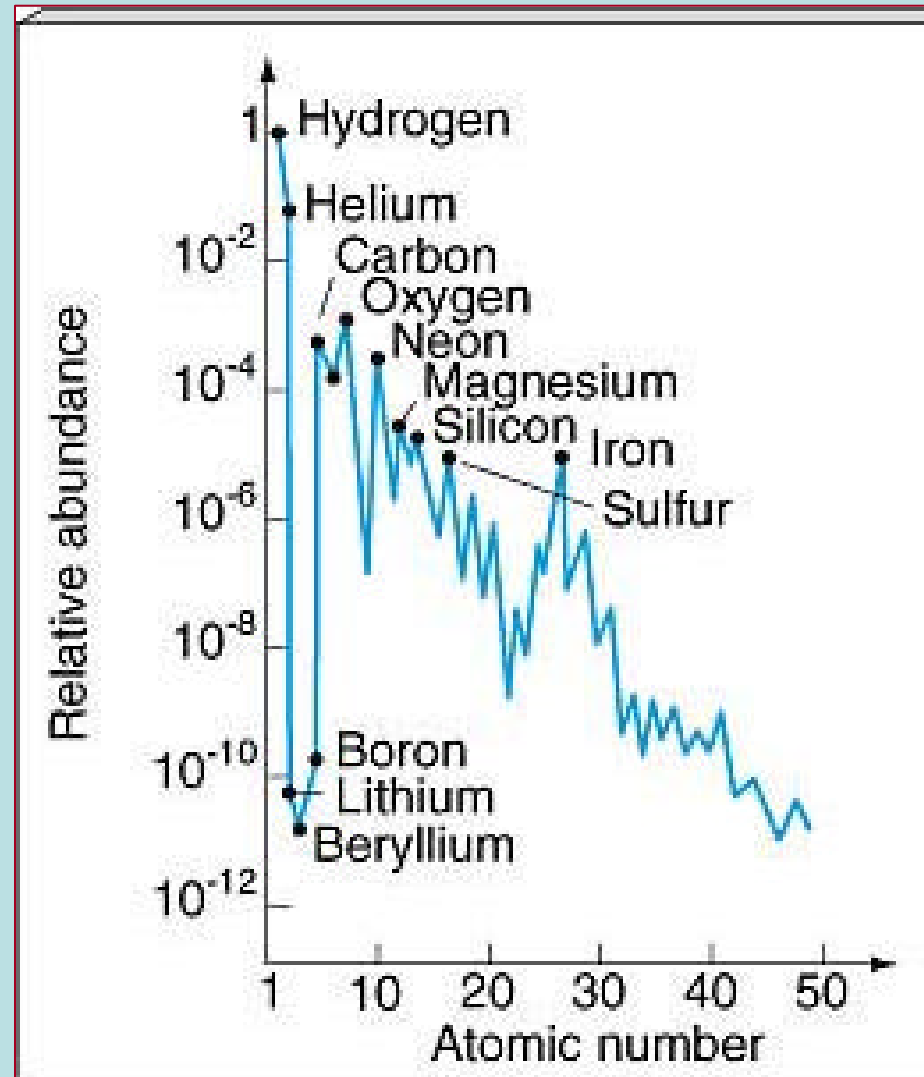
[Beacom & Vogel, hep-ph/9806311]

Flusso di muoni in alcuni laboratori in funzione della loro profondita' sottoroccia



Nucleosintesi stellare

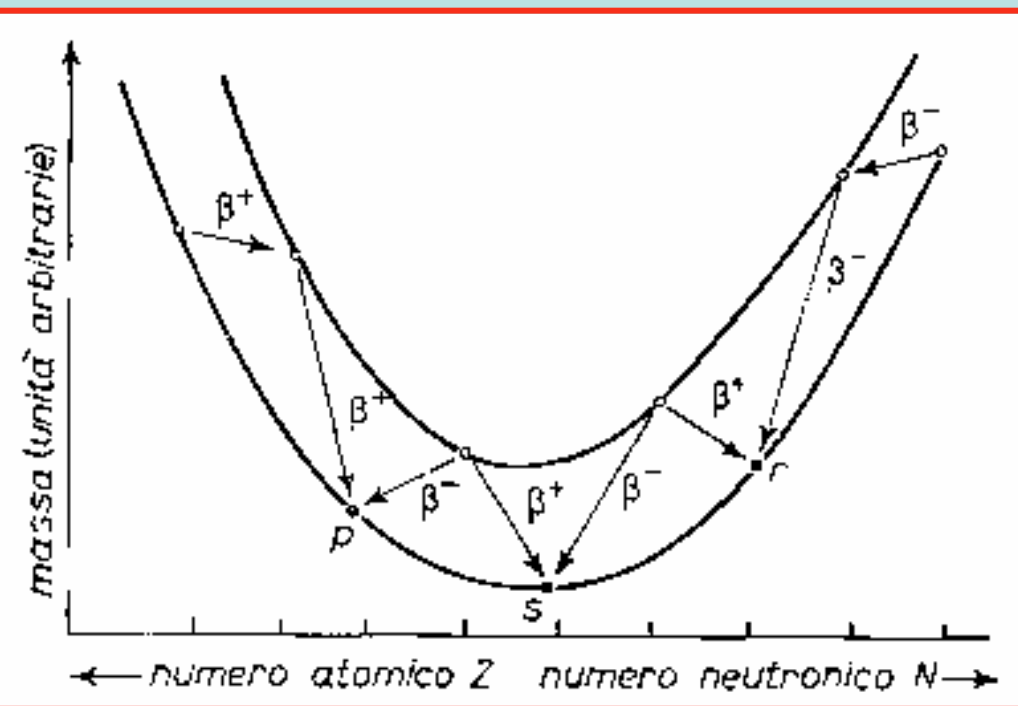
- Espulsione degli involucri e arricchimento degli elementi pesanti nel mezzo interstellare
- Solo l'elio ha origine in gran parte non stellare



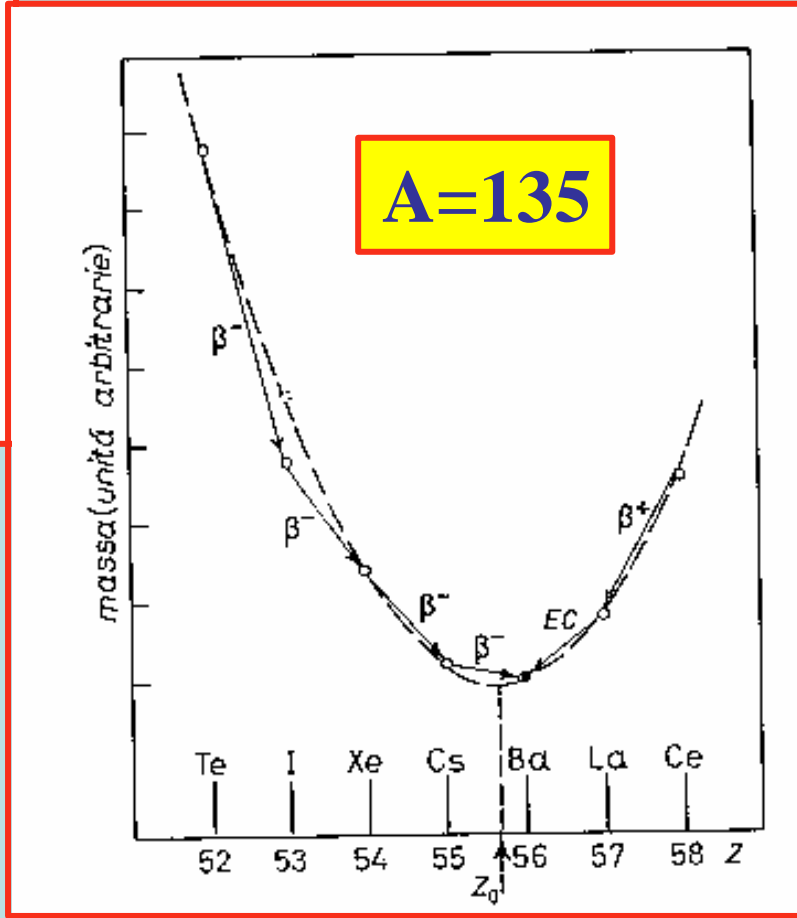
Proton number, Z

82	^{197}Pb 8 min	^{198}Pb 2.4 h	^{199}Pb 1.5 h	^{200}Pb 21.5 h	^{201}Pb 9.42 h	^{202}Pb 5250 y	^{203}Pb 52.0 h
81	^{196}Tl 1.84 h	^{197}Tl 2.83 h	^{198}Tl 5.3 h	^{199}Tl 7.4 h	^{200}Tl 26.1 h	^{201}Tl 73.6 h	^{202}Tl 12.2 d
80	^{195}Hg 9.5 h	^{196}Hg 0.15 %	^{197}Hg 64.1 h	^{198}Hg 10.0 %	^{199}Hg 16.9 %	^{200}Hg 23.1 %	^{201}Hg 16.2 %
79	^{194}Au 39.5 h	^{195}Au 183 d	^{196}Au 6.18 d	^{197}Au 100 %	^{198}Au 2.70 d	^{199}Au 3.14 d	^{200}Au 48.4 min
78	^{193}Pt 50 y	^{194}Pt 32.9 %	^{195}Pt 33.8 %	^{196}Pt 25.3 %	^{197}Pt 18.3 h	^{198}Pt 7.2 %	^{199}Pt 30.8 min
77	^{192}Ir 74.2 d	^{193}Ir 62.7 %	^{194}Ir 19.2 h	^{195}Ir 2.5 h	^{196}Ir 52 s	^{197}Ir 5.8 min	^{198}Ir 8 s
76	^{191}Os 15.4 d	^{192}Os 41.0 %	^{193}Os 30.5 h	^{194}Os 6.0 y	^{195}Os 6.5 min	^{196}Os 35 min	
	115	116	117	118	119	120	121

Neutron number, N

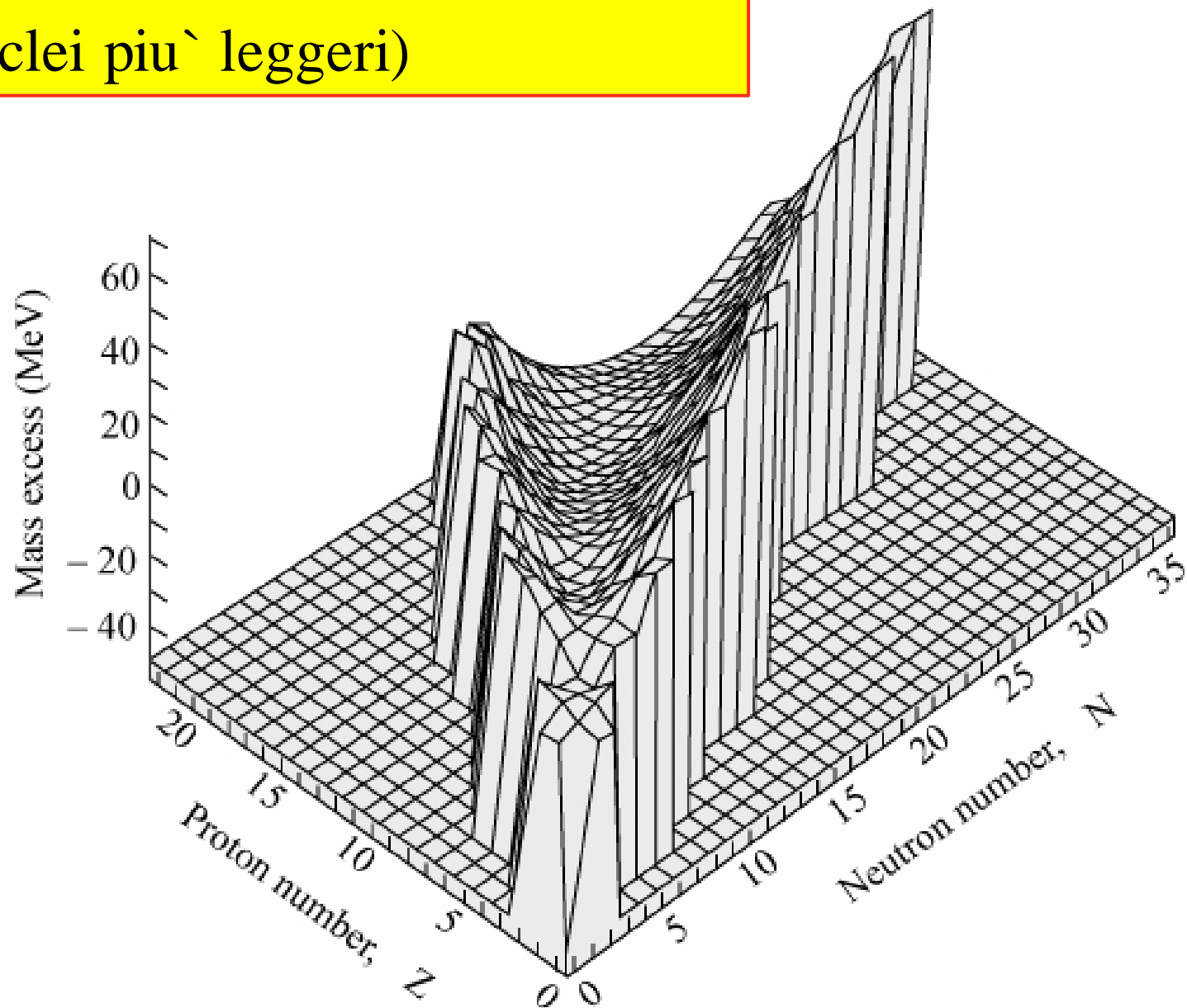


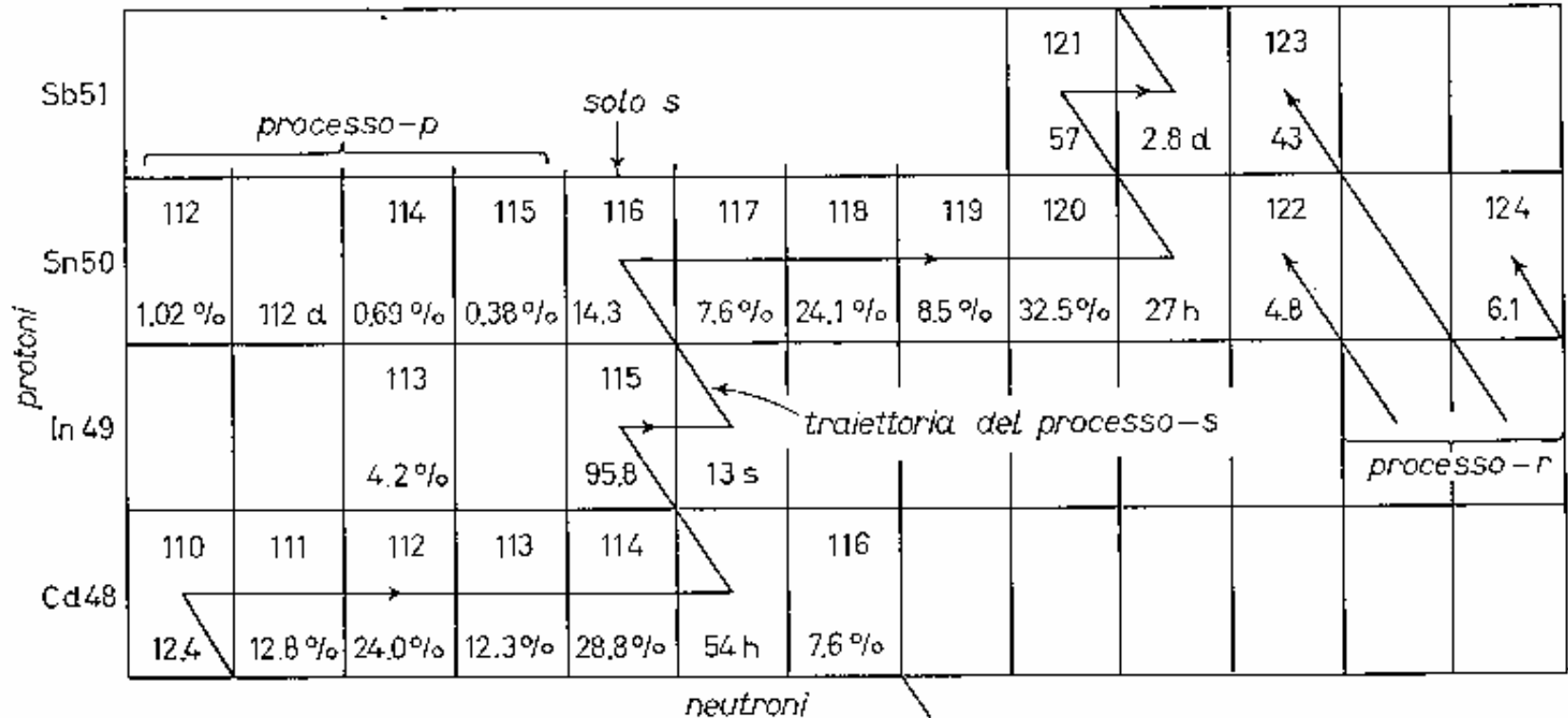
Sezioni della carta dei nuclidi per gli isobari ($A = \text{costante}$)



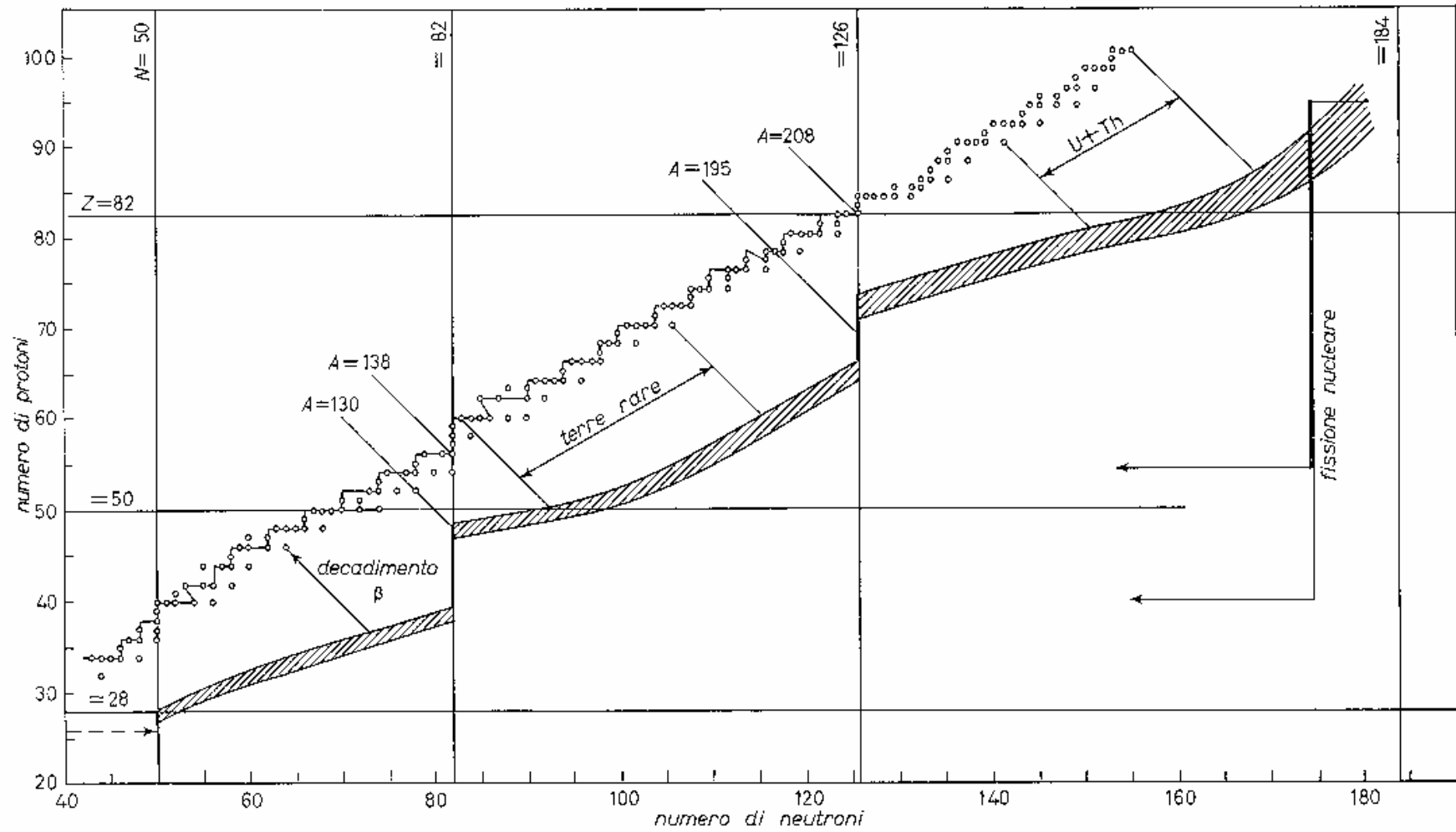
Valle di stabilità dei nuclidi

(per i nuclei piu` leggeri)

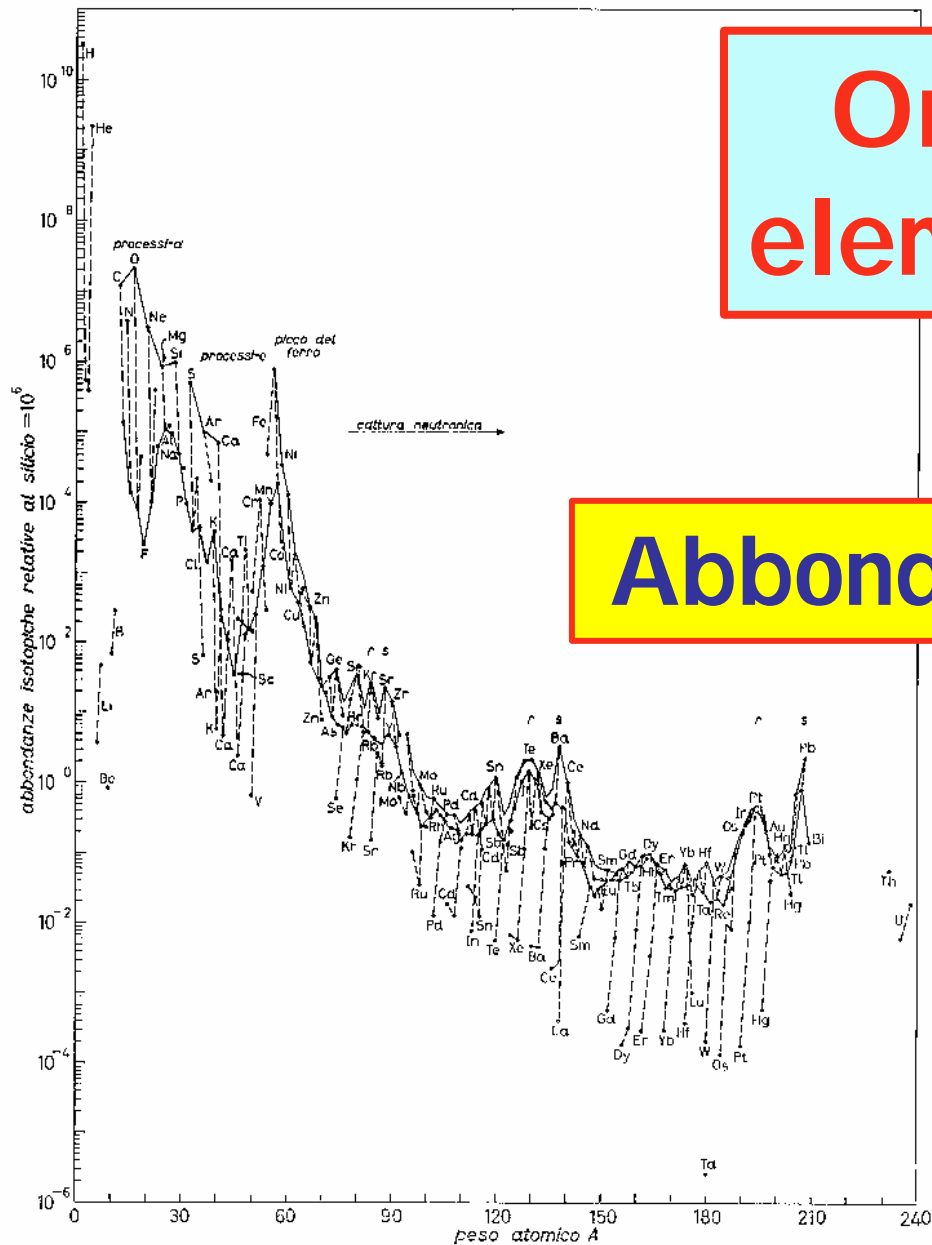




esempio di traiettoria di nucleosintesi per processi s



Origine degli elementi chimici



Abbondanze universali

Raggio di Schwarzschild

$$E_P = G \frac{mM}{R}; E_C = \frac{1}{2} mv^2$$

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{R}}; R_S = \frac{2GM}{c^2}$$

Per il Sole $R_S \sim 3$ km, per la Terra $R_S \sim 1$ cm, per l'intero universo R_S è di poco inferiore alle dimensioni stesse dell'universo.

Stelle di neutroni e buchi neri

- Gli stati finali dell'evoluzione stellare di stelle di grande massa portano ad un violento collasso con formazione di un nucleo denso
- Il collasso si può arrestare allo stadio di una struttura di neutroni degeneri (stella di neutroni), oppure scomparire oltre l'orizzonte di osservabilità della relatività generale (buco nero)

Stelle di neutroni



Un "supernucleo" di 10^{57} neutroni in un volume di raggio pari a quello di una città (decine di km): $\rho \sim 10^{15} \text{ gm cm}^{-3}$

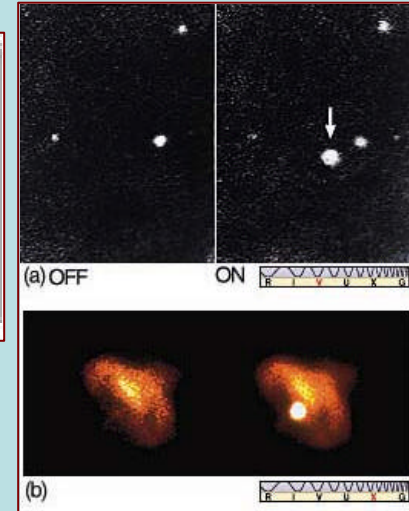
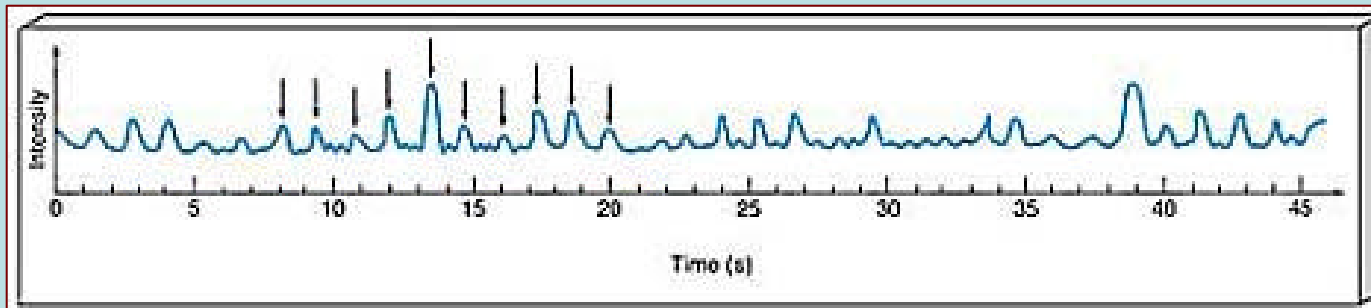
Campo gravitazionale molto intenso: velocità di fuga pari a 1/10 della velocità della luce

Modelli (Oppenheimer 1939) con relatività generale ed equazione di stato per gas degeneri di neutroni

Effetto delle forze nucleari, componente repulsiva

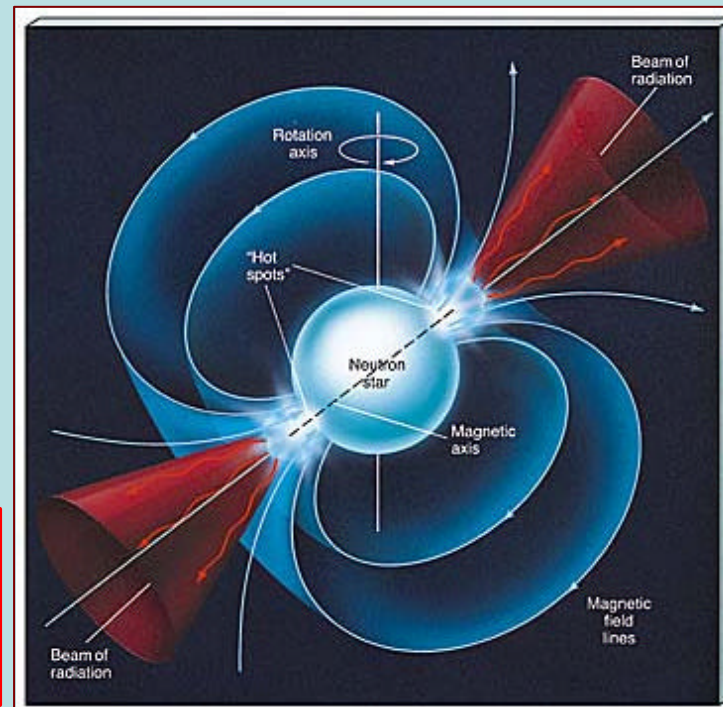
Limite di massa $M < 5 M_{\odot}$: oltre questo limite la gravità vince anche la pressione dovuta alle forze nucleari (criterio di Landau)

Scoperta delle stelle di neutroni

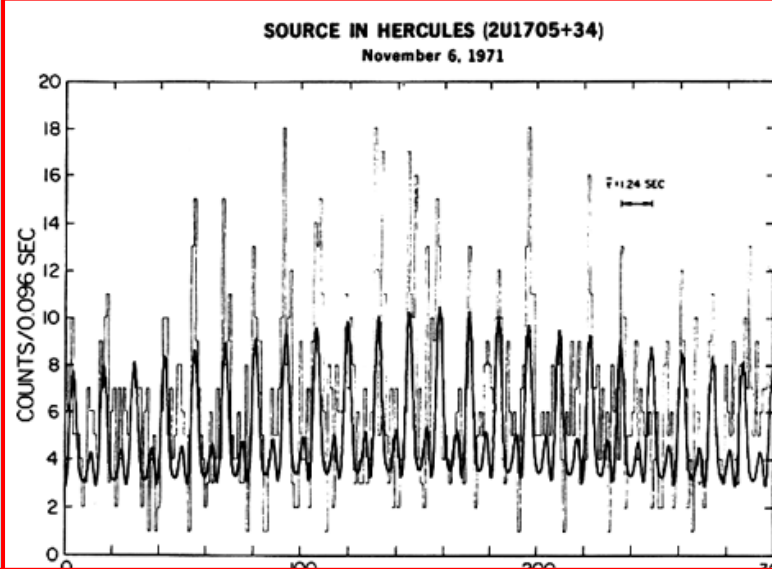


- Pulsar radio (Hewish 1968)
- Periodi: 1 msec - 4 sec
- Effetto della rotazione di oggetti compatti con "macchie" (magnetiche ?)
- La pulsar nella nebulosa del Granchio: collegamento con esplosione di supernova

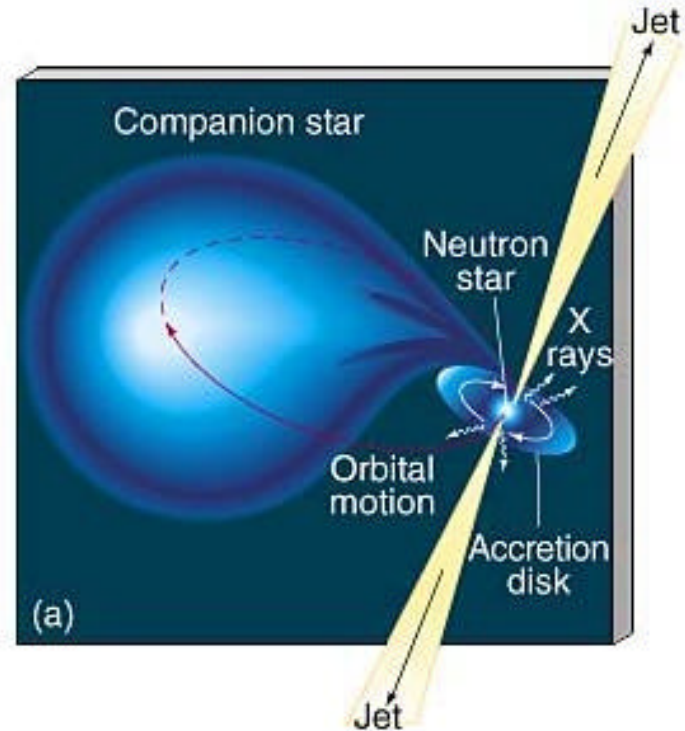
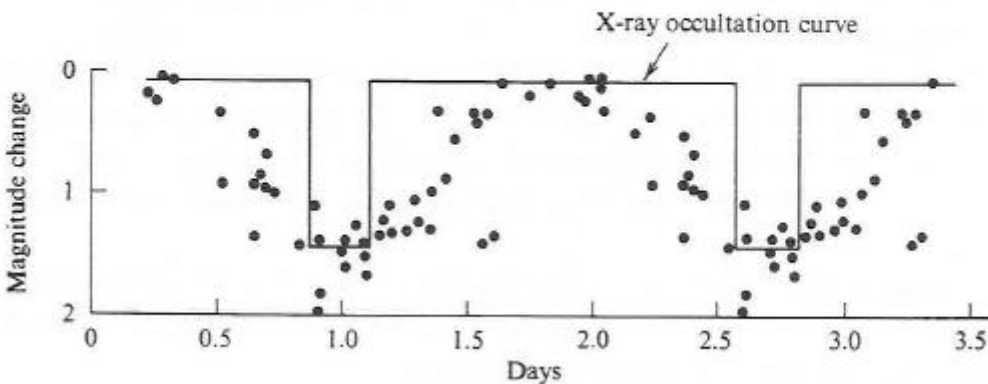
**Rotatore magnetico obliquo
(Gold, Pacini 1968)**

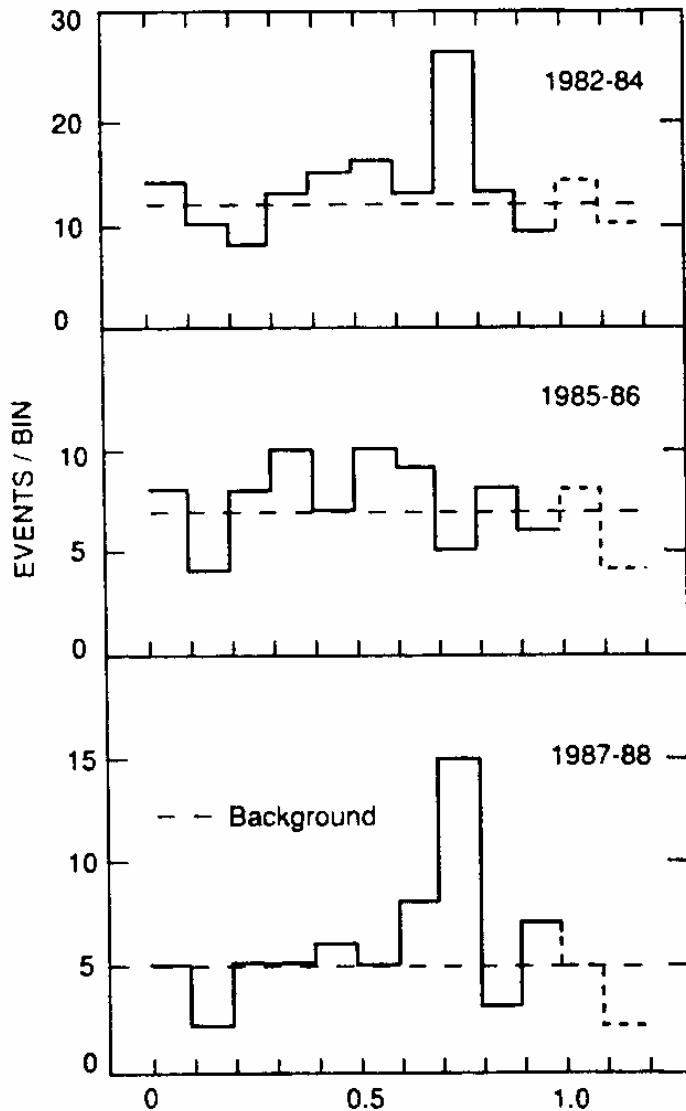


Binarie X (1970): l'accrescimento su stelle compatte e di forte gravità come metodo per la creazione di fotoni e particelle di alta energia



Variations in the optical intensity of the companion star of Her X-1 compared with the X-ray occultation curve





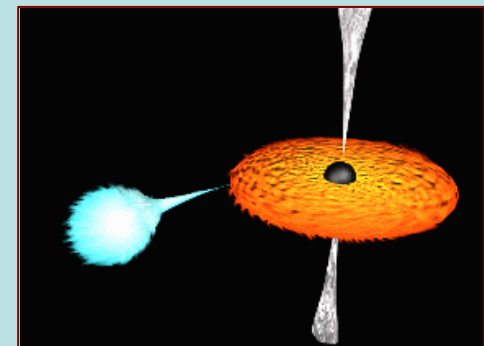
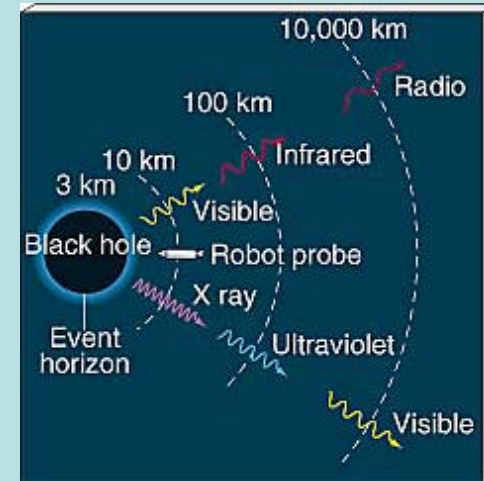
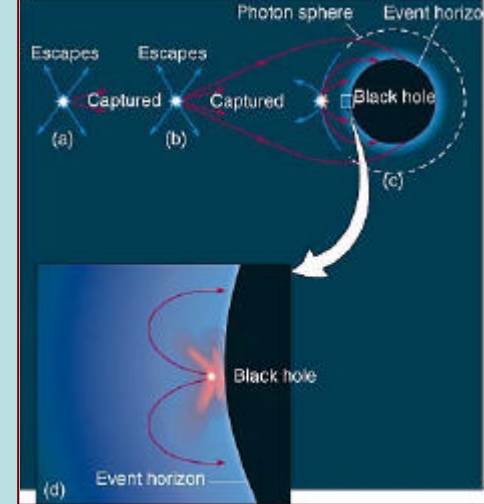
Cyg X-3 Nusex

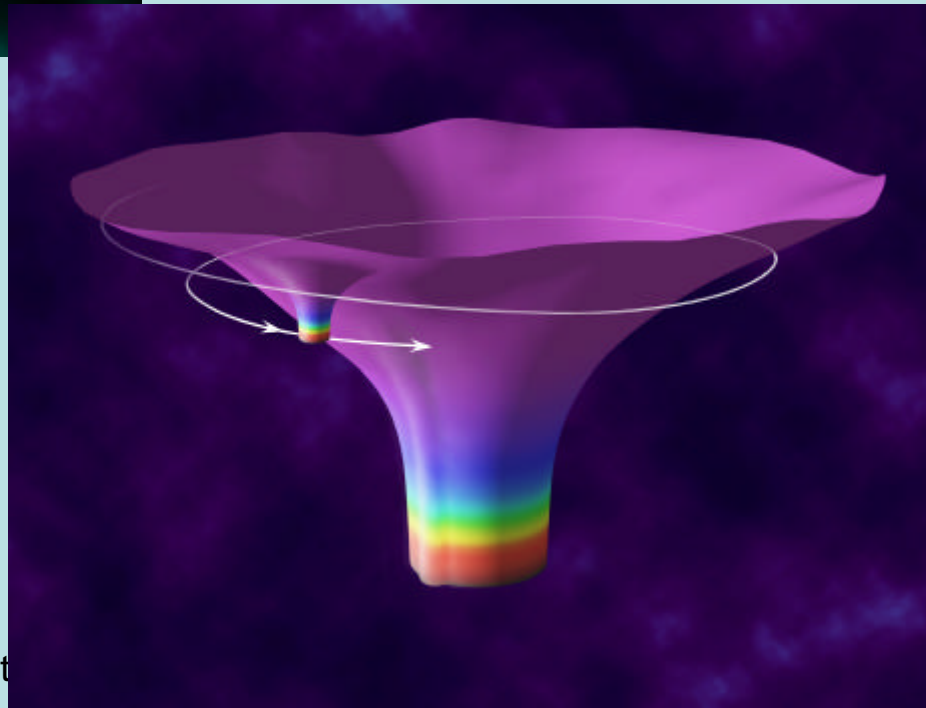
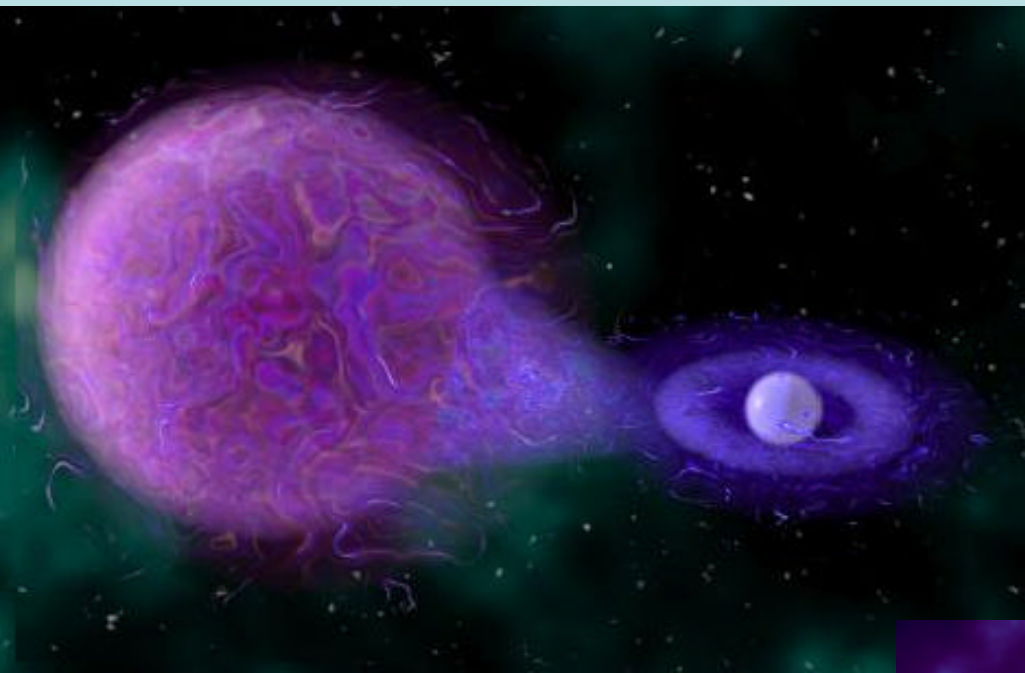
Buchi neri

- L'orizzonte degli eventi
- Limite di Schwarzschild per oggetti compatti non rotanti

$$R_{Schw} = \frac{2GM}{c^2}$$

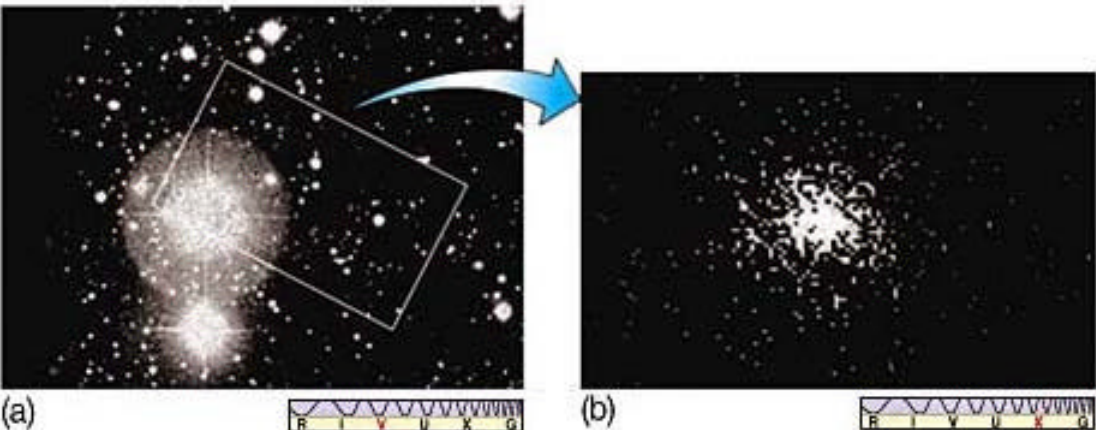
- Il Sole entro un volume di raggio 3 km
- Effetto Doppler sulla radiazione proveniente da campi gravitazionali intensi
- I raggiamento da dischi di accrescimento intorno a buchi neri in sistemi binari compatti





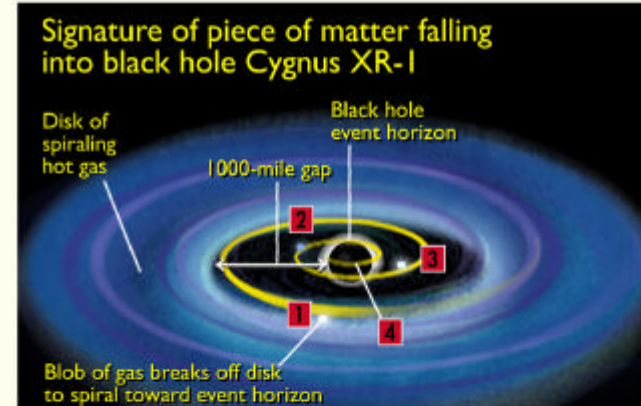
Candidato buco nero

- Cygnus X-1, binaria X
- Determinazione della massa sulla base dei periodi orbitali e la terza legge di Keplero
- Massa della sorgente X maggiore di $5 M_{\odot}$

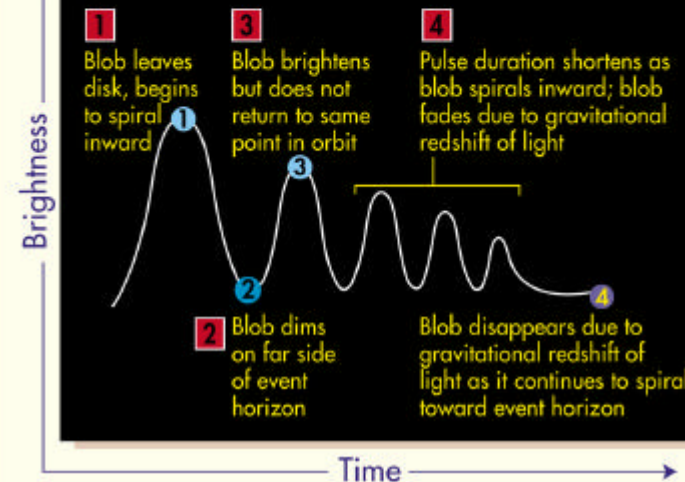


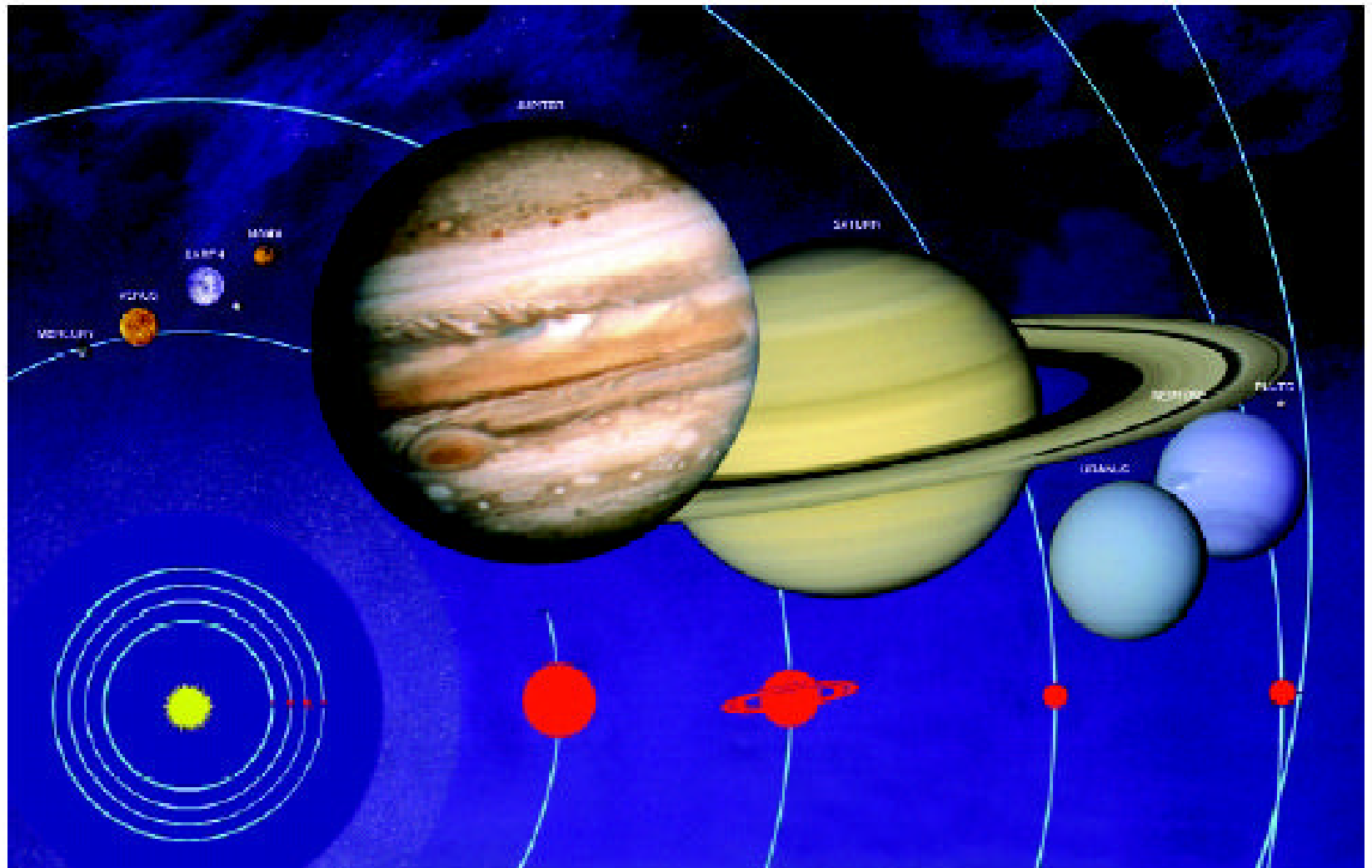
P.Galeotti

Stelle

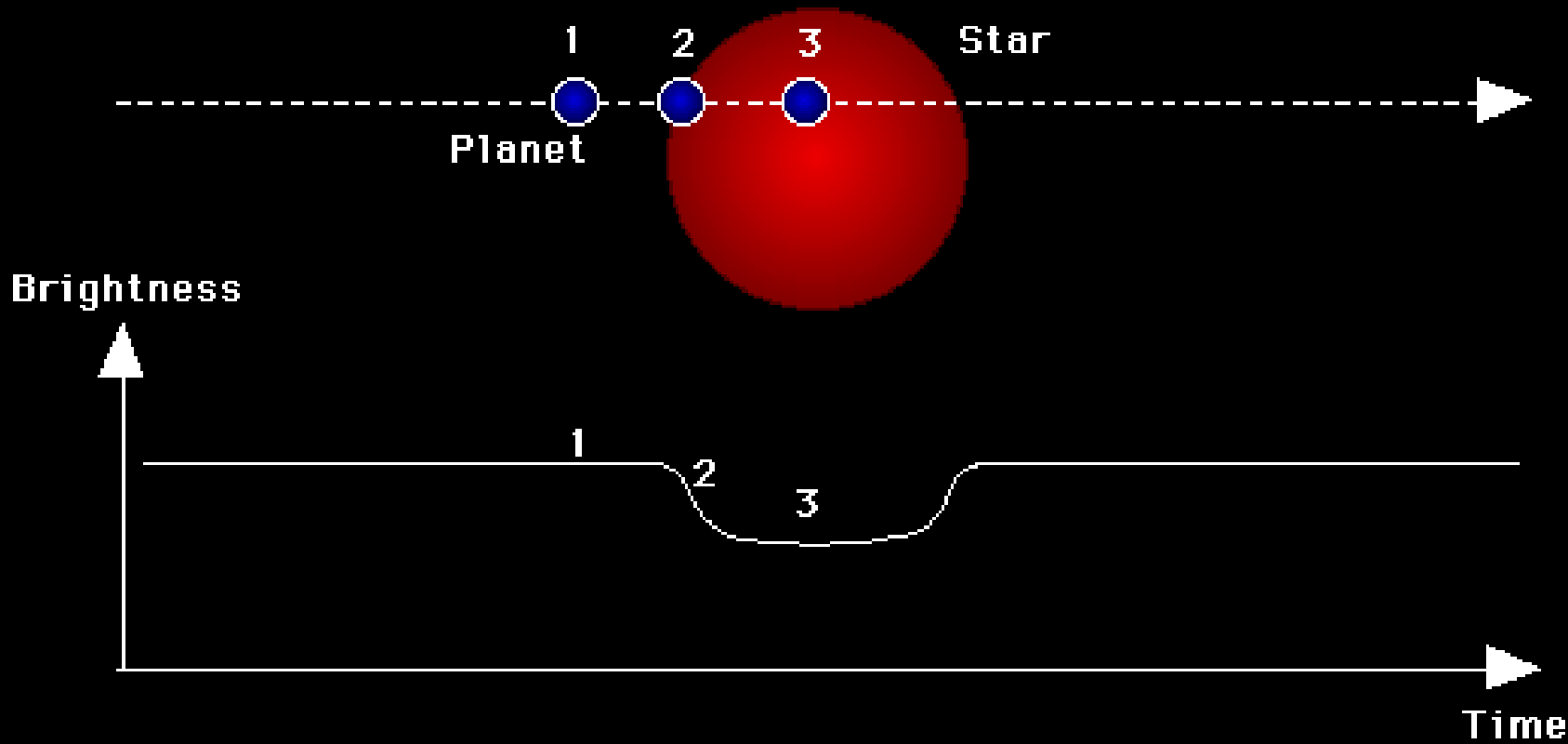


Ultraviolet light signature of dying pulse train seen near event horizon





	Distance (AU)	Radius (Earth's)	Mass (Earth's)	Rotation (Earth's)	# Moons	Orbital Inclination	Orbital Eccentricity	<u>Density</u> (g/cm ³)
<u>Sun</u>	0	109	332,800	25-36*	9	---	---	1.410
<u>Mercury</u>	0.39	0.38	0.05	58.8	0	7	0.2056	5.43
<u>Venus</u>	0.72	0.95	0.89	244	0	3.394	0.0068	5.25
<u>Earth</u>	1.0	1.00	1.00	1.00	1	0.000	0.0167	5.52
<u>Mars</u>	1.5	0.53	0.11	1.029	2	1.850	0.0934	3.95
<u>Jupiter</u>	5.2	11	318	0.411	16	1.308	0.0483	1.33
<u>Saturn</u>	9.5	9	95	0.428	18	2.488	0.0560	0.69
<u>Uranus</u>	19.2	4	15	0.748	15	0.774	0.0461	1.29
<u>Neptune</u>	30.1	4	17	0.802	8	1.774	0.0097	1.64
<u>Pluto</u>	39.5	0.18	0.002	0.267	1	17.15	0.2482	2.03

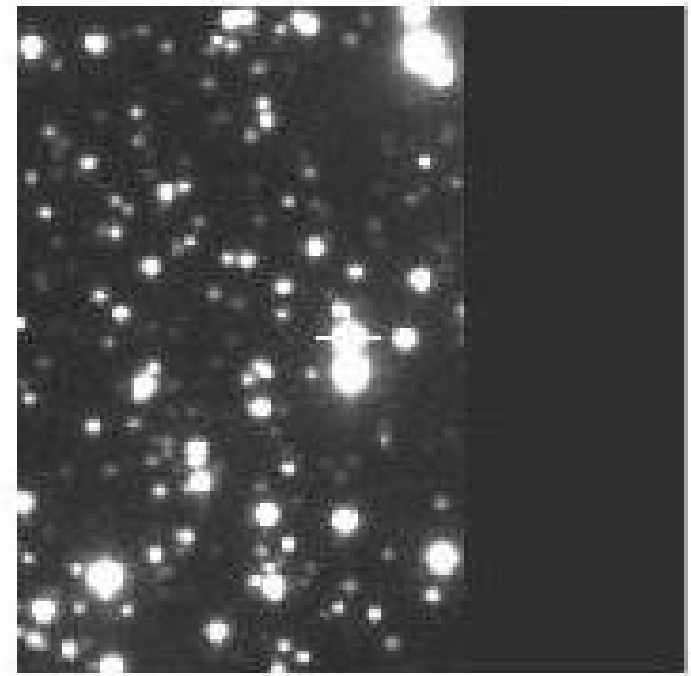
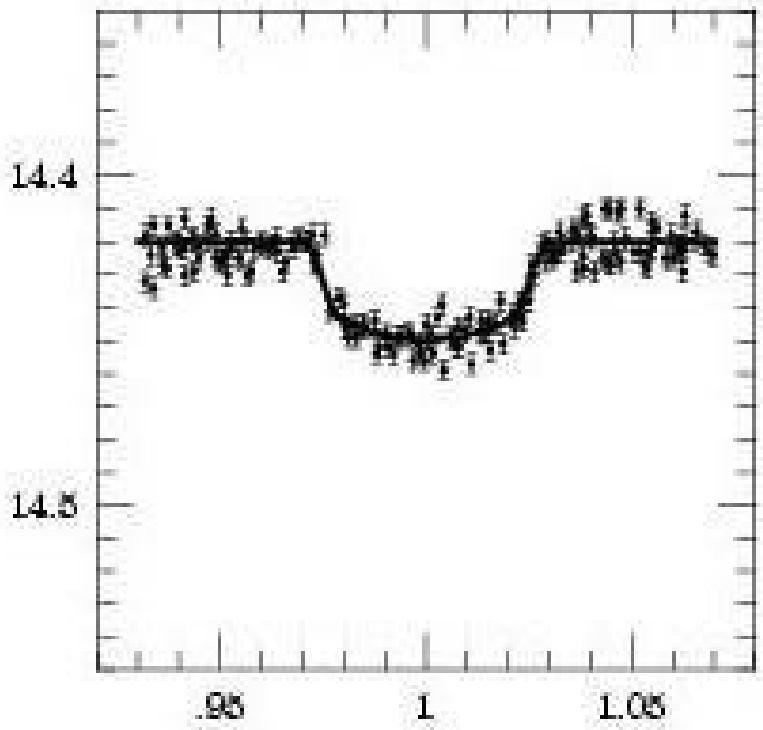
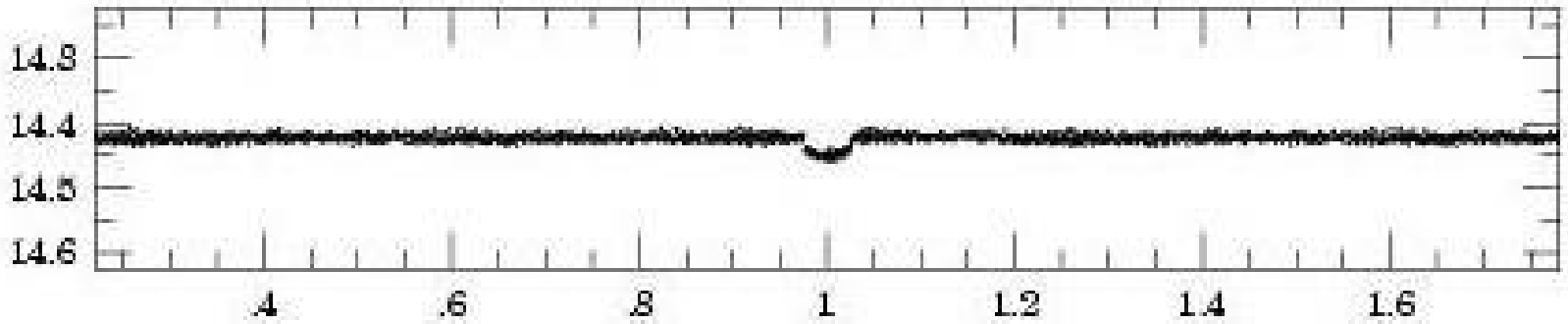


© Hans Deeg

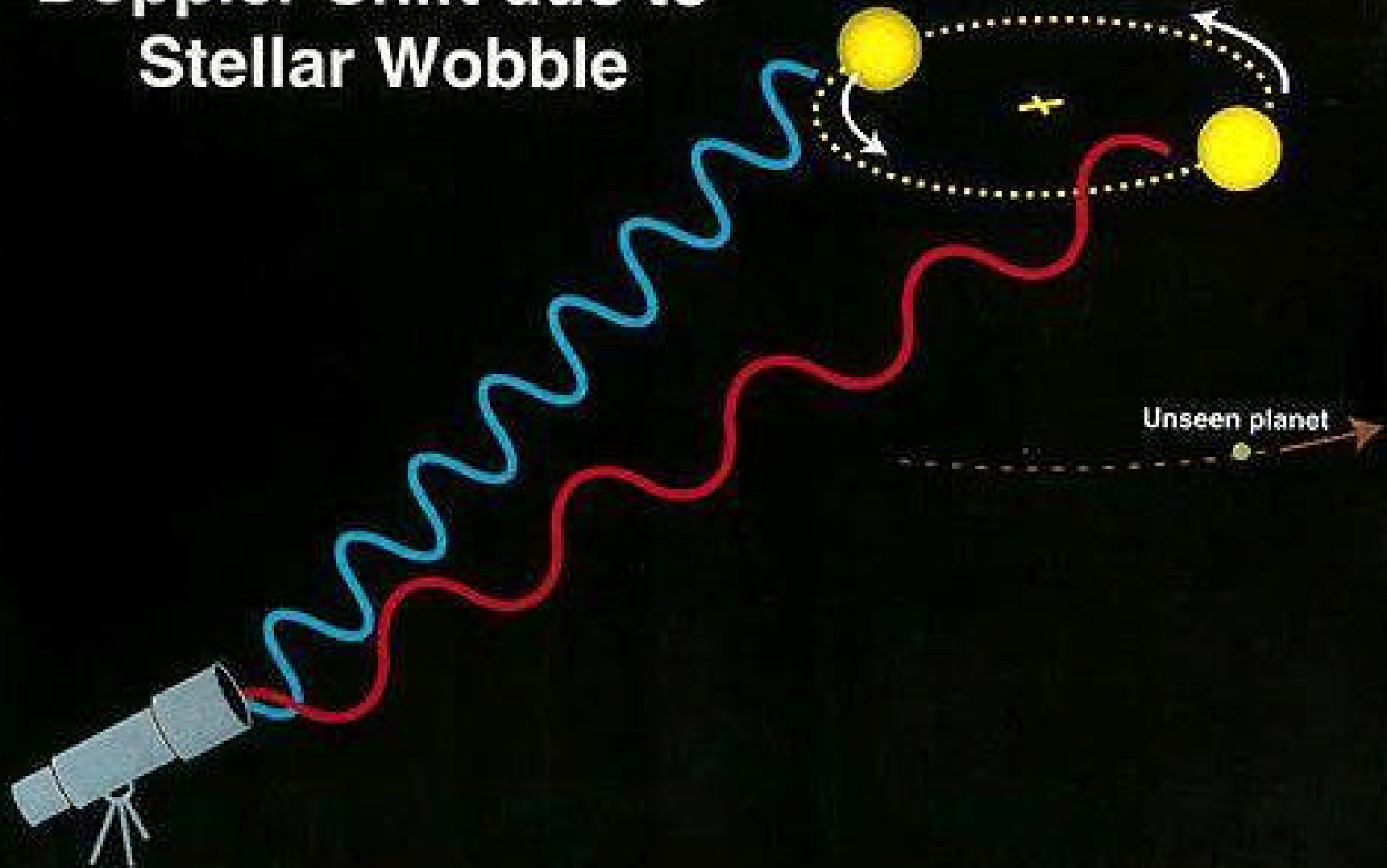
Transito di Venere sul Sole



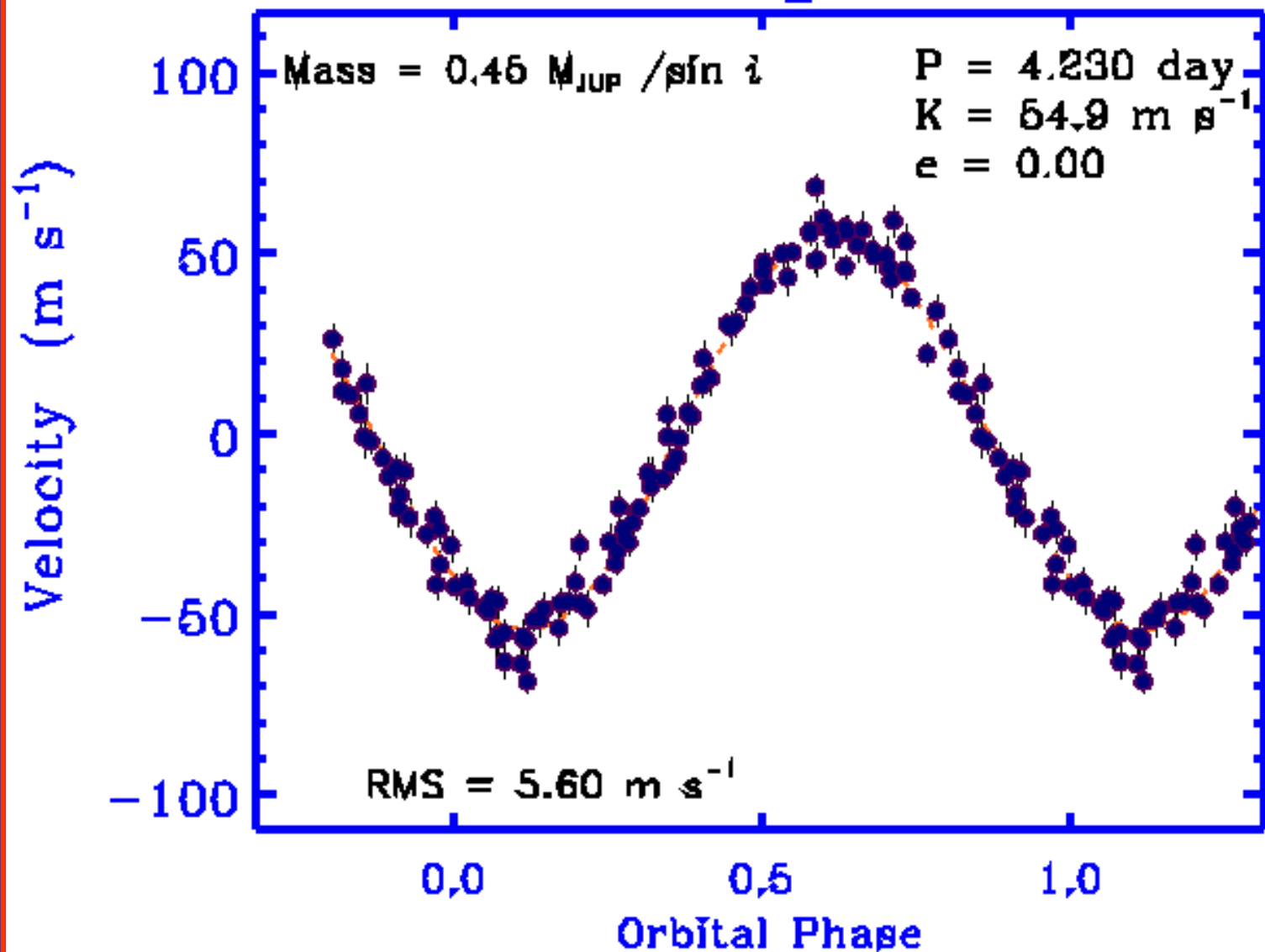
OGLE-TR-113 P=1.43250 (days)



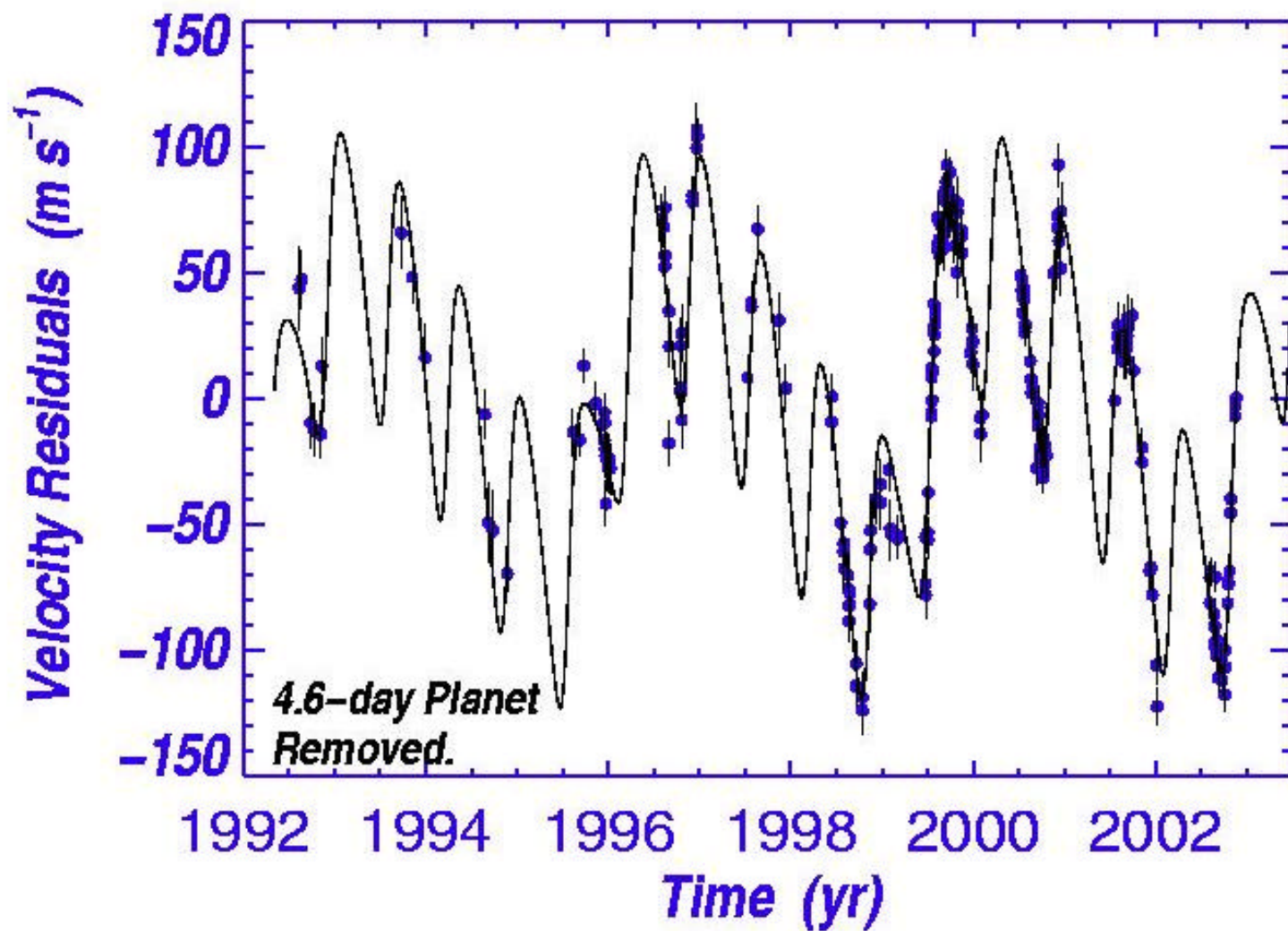
Doppler Shift due to Stellar Wobble



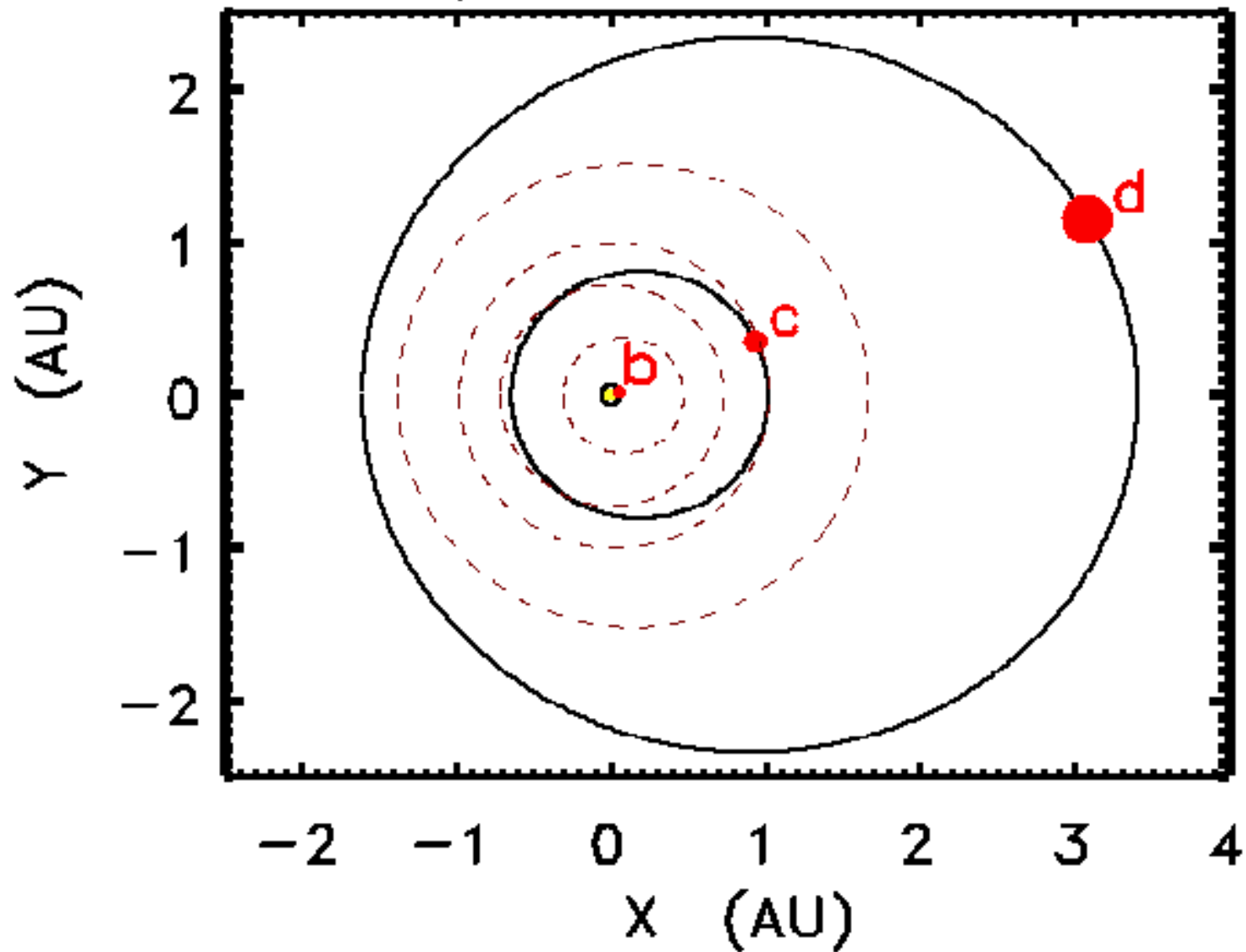
51 Pegasi



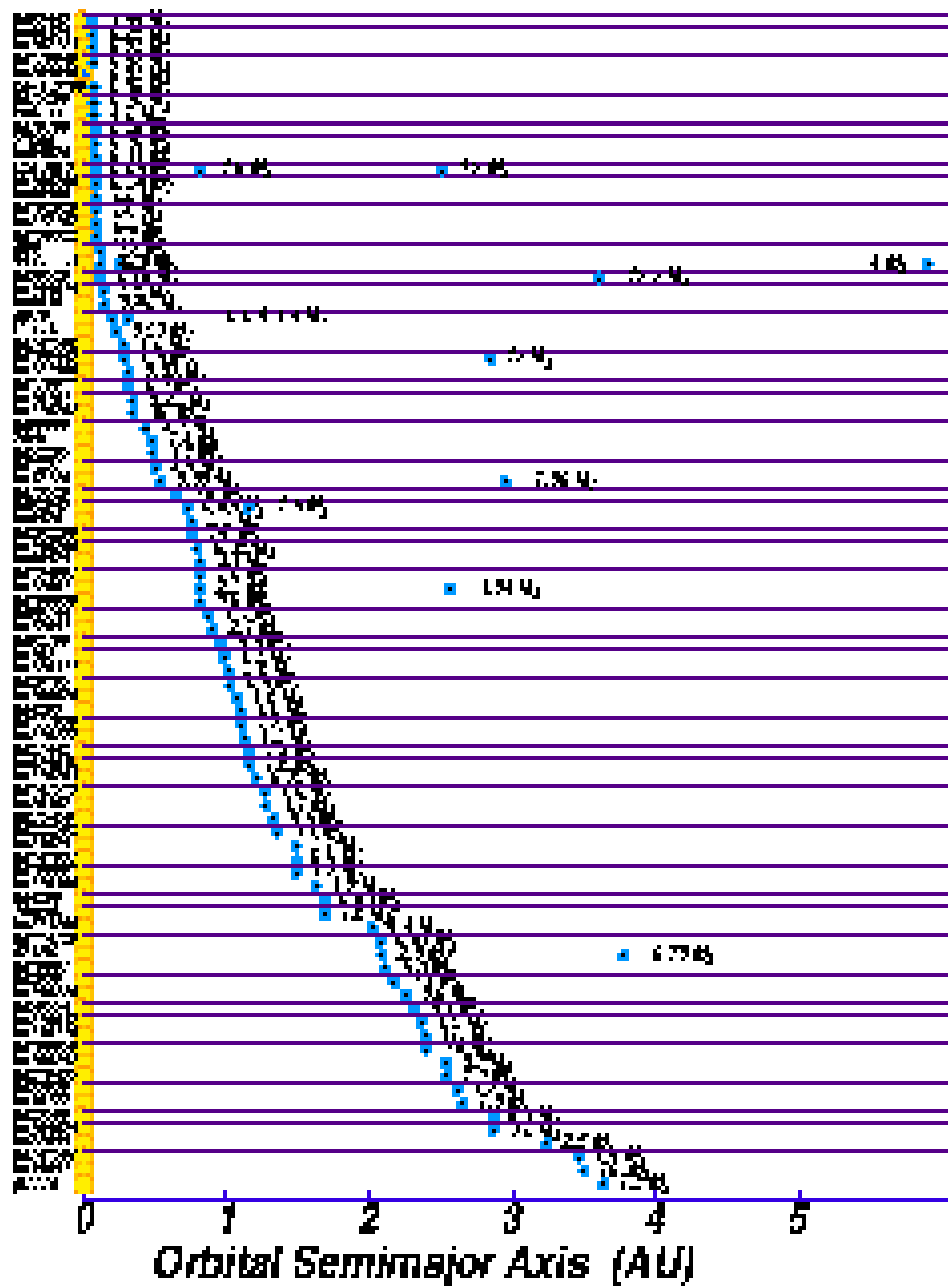
Upsilon Andromedae



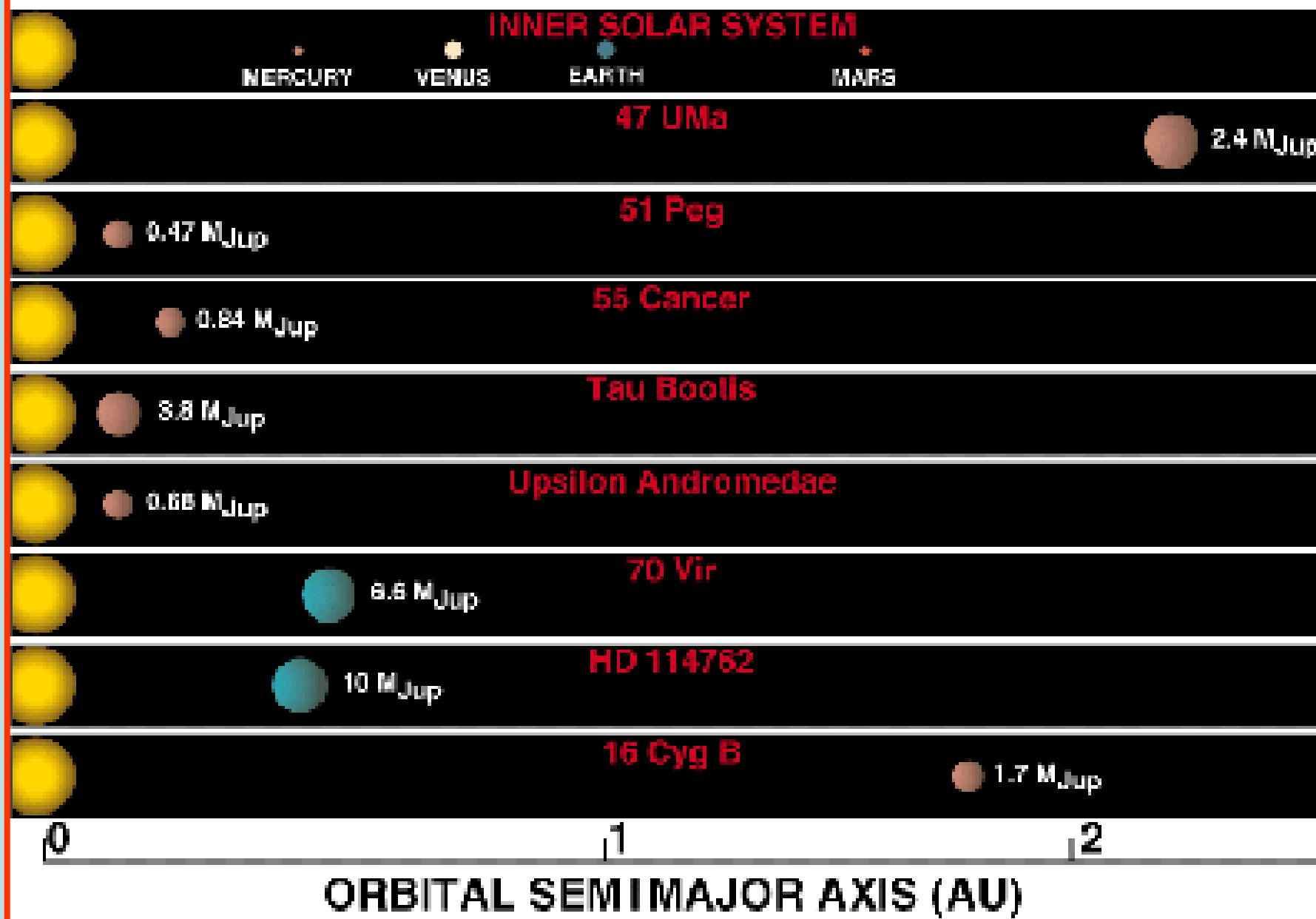
Upsilon Andromedae

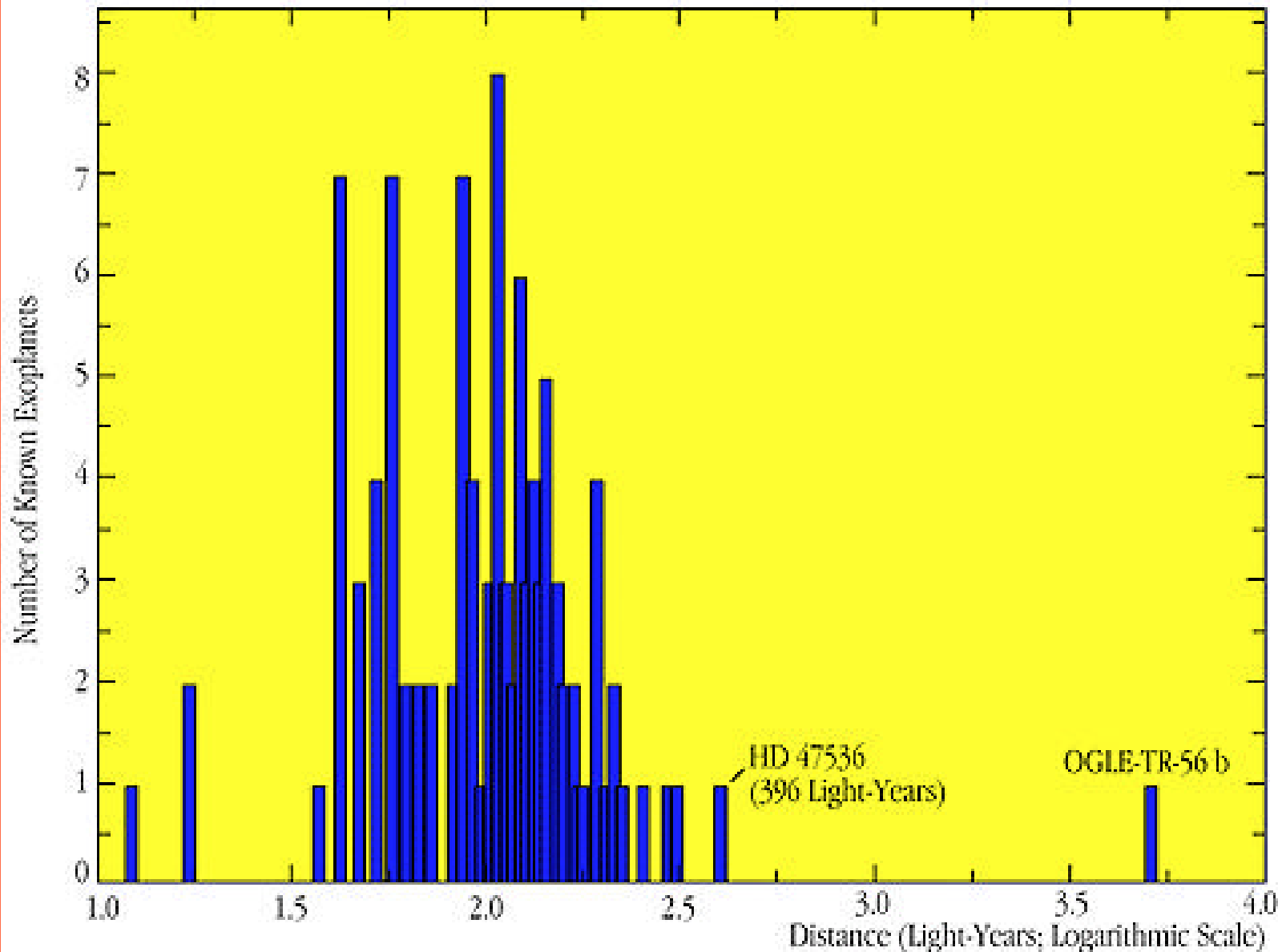


Il primo pianeta extrasolare venne scoperto nel 1995 da Mayor e Queloz, all'Osservatorio di Ginevra, intorno alla stella 51 Pegasi. Ora sono oltre 130 i sistemi planetari extrasolari scoperti (in media se ne scopre 1 al mese).



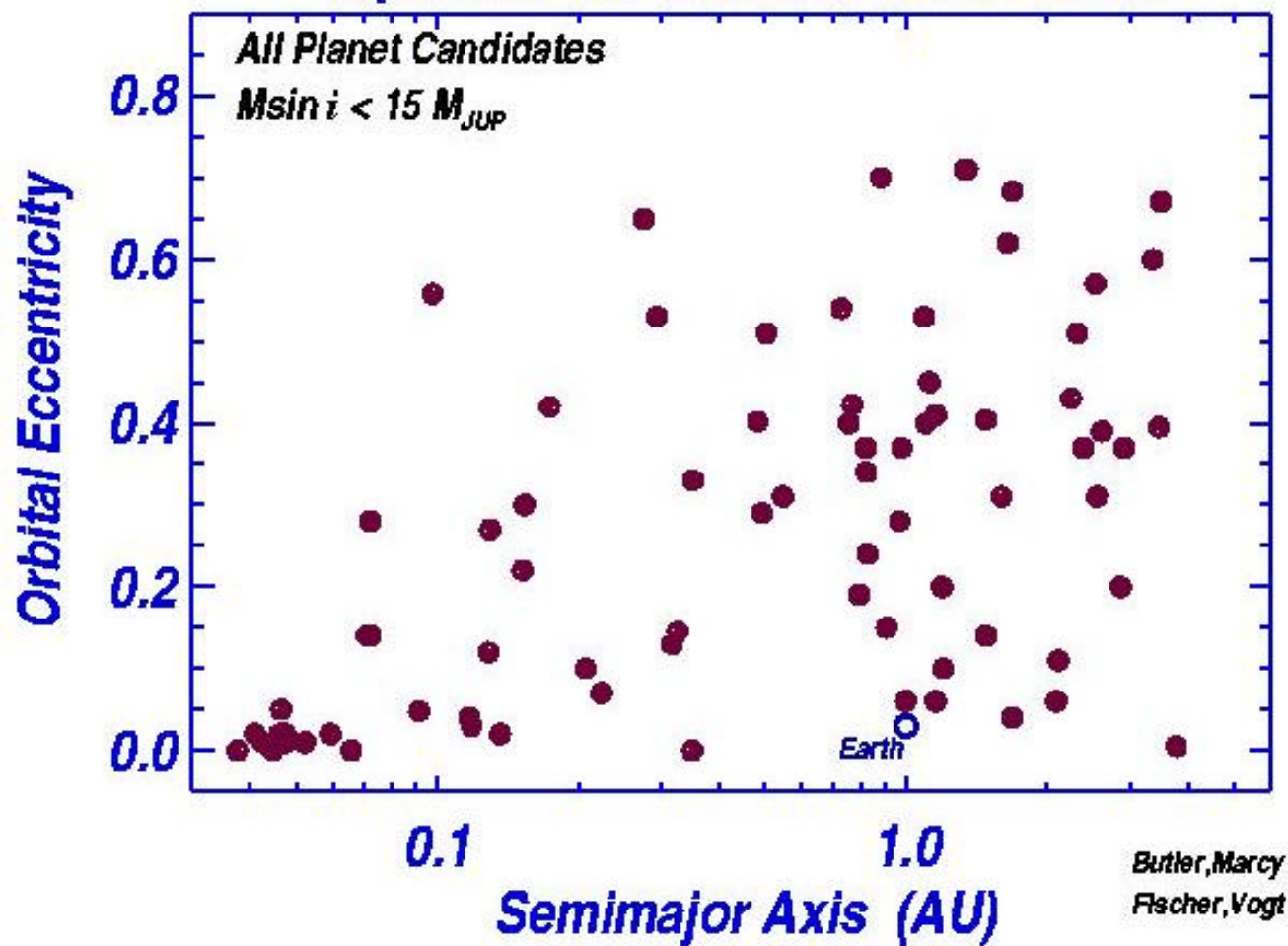
PLANETS AROUND NORMAL STARS

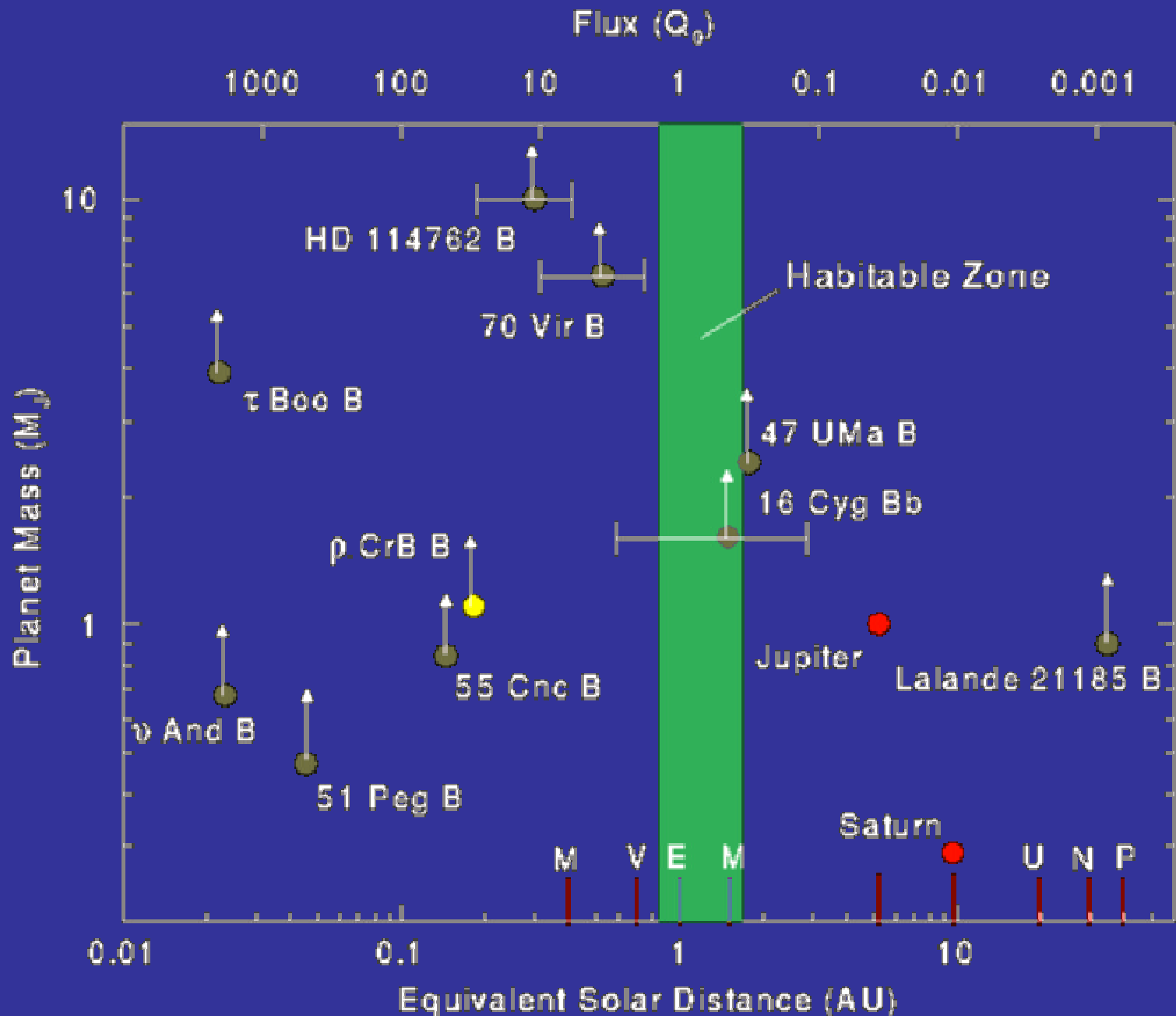




Distribution of Exoplanet Distances

Ellipticities of Extrasolar Planet Orbits





Equazione di Drake

$$N = R_* F_P N_T F_V F_i F_C L$$

- N e' il numero di civiltà con cui si potrebbe comunicare,
- R_* e' il ritmo di formazione di stelle adatte,
- F_P la frazione di queste stelle con pianeti,
- N_T e' il numero di "Terre" per sistema planetario,
- F_V la frazione in cui si e' sviluppata la vita,
- F_i e' la frazione di questi pianeti in cui la vita e' divenuta "intelligente",
- F_C e' la frazione di essi in cui si e' sviluppata la tecnologia delle comunicazioni,
- L e' la durata della vita intelligente.