

# Budowa i ewolucja gwiazd II

- Gwiazdy pulsujące, cefeidy
- Gwiazdy „chłodne”
- Końcowe stadia ewolucji i ich produkty
- Supernowe
- Ewolucja gwiazd a nukleosynteza
- Pulsary

# Równania budowy wewnętrznej

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

$$\frac{dT}{dr} = \begin{cases} -\frac{1}{\alpha} \frac{L(r)}{4\pi r^2} & \text{(fotony)} \\ \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{dP}{dr} & \text{(konwekcja)} \end{cases}$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r)$$

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon_{\text{nuc}}(r)$$

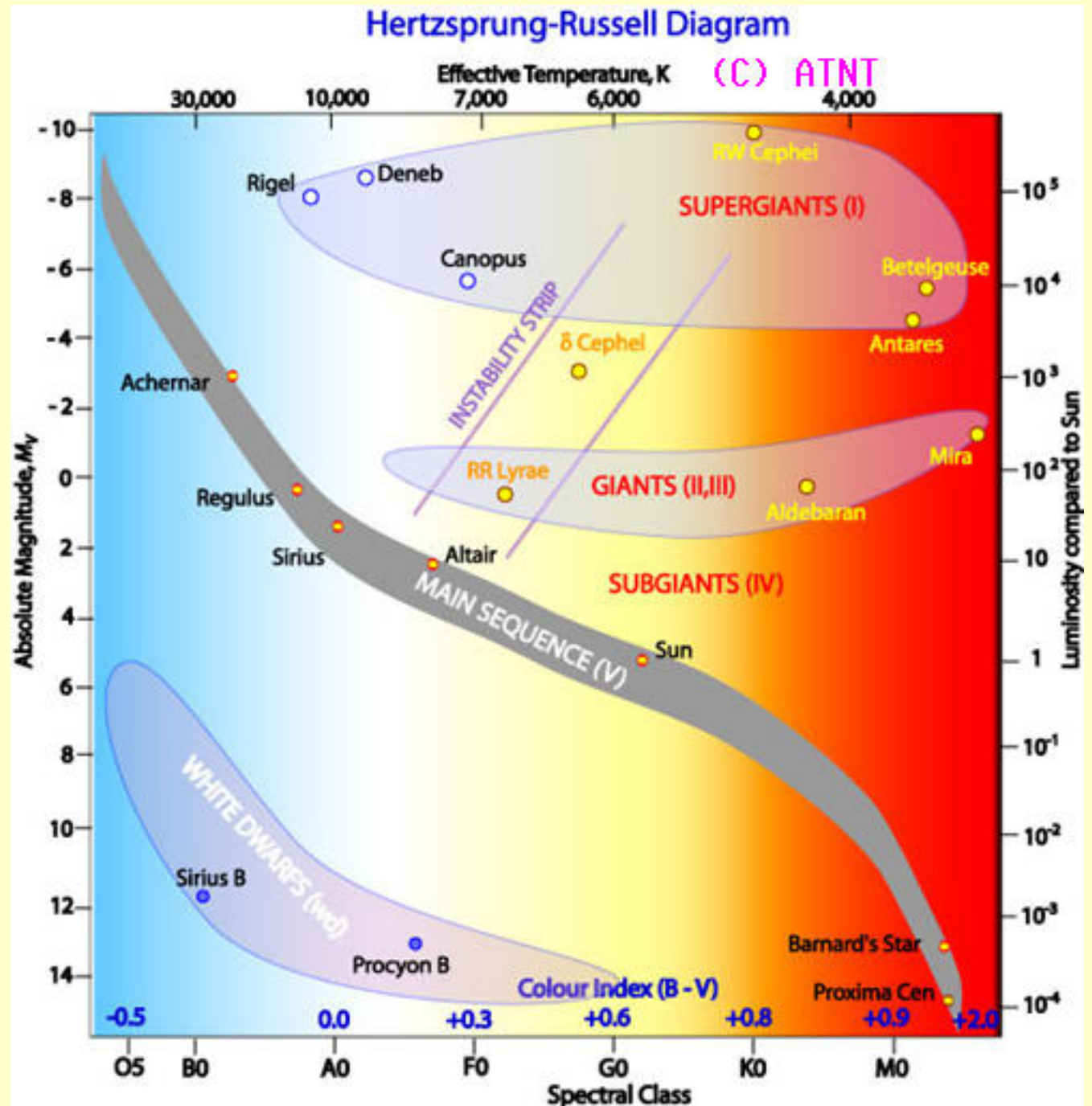
Ten układ równań zwyczajnych stanowi brzegowe zagadnienie własne. Promień konfiguracji  $R$  nie jest zadany z góry.

$$P(R) = 0, T(R) = 0, M(0) = 0, L(0) = 0$$

# Gwiazdy - obserwacje

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$$

L, T – 2 niezależne  
„wygodne” parametry  
*Diagramu H-R*



# Stabilność większości gwiazd

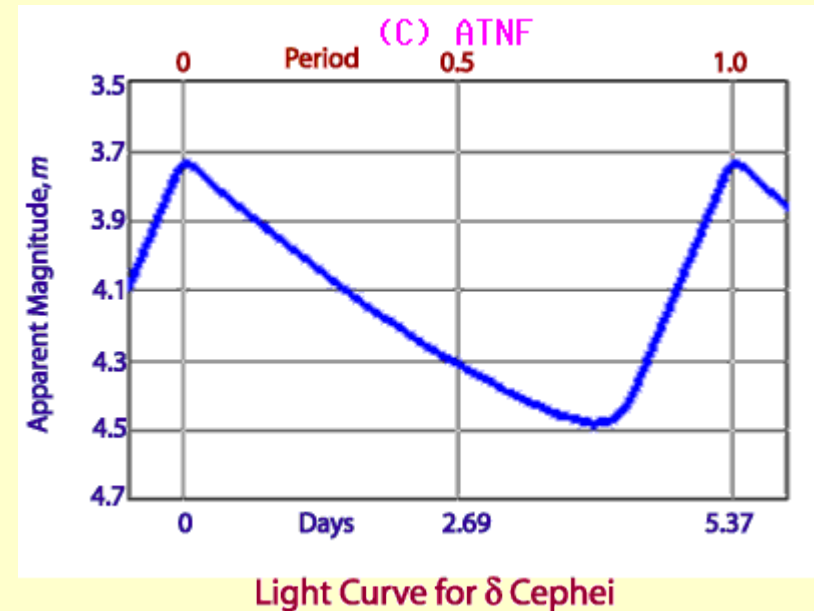
Silna zależność tempa reakcji termojądrowych od temperatury  
==>samoregulacja warunków w centrum

Jeśli zewnętrzne warstwy gwiazdy transportują energię w drodze konwekcji, lub gdy są na tyle gorące, że dalszy wzrost temperatury nie powoduje pojawienia się nowych procesów zmniejszających efektywność transportu energii  
==>samoregulacja zewnętrznej części konfiguracji

Możliwe problemy:

- wyczerpanie paliwa jądrowego
- warstwy częściowo zjonizowane

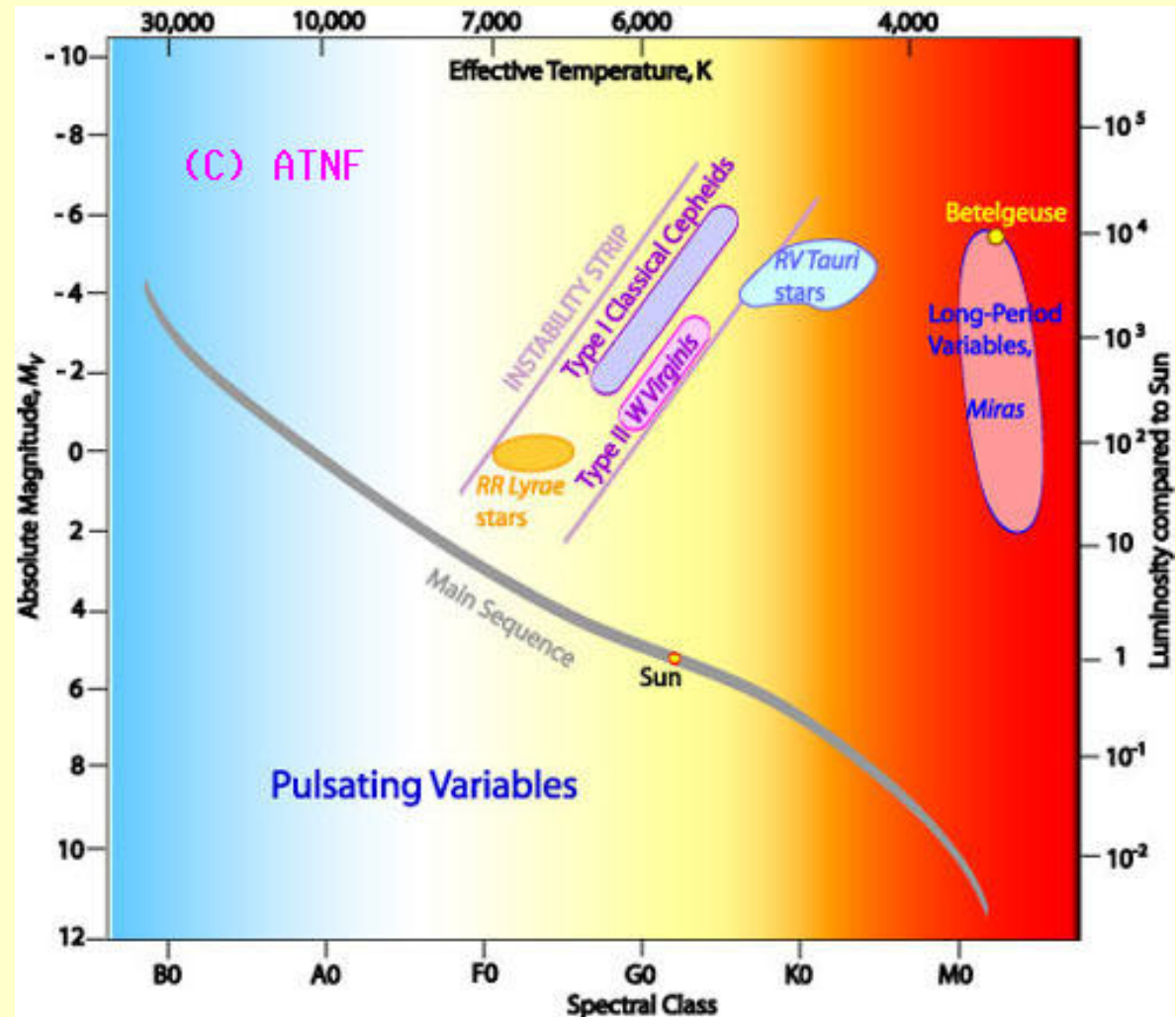
# Gwiazdy pulsujące



Delta Cefeï – gwiazda pulsująca, przedstawicielka jednego z kilku typów gwiazd pulsujących, *cefeid*.

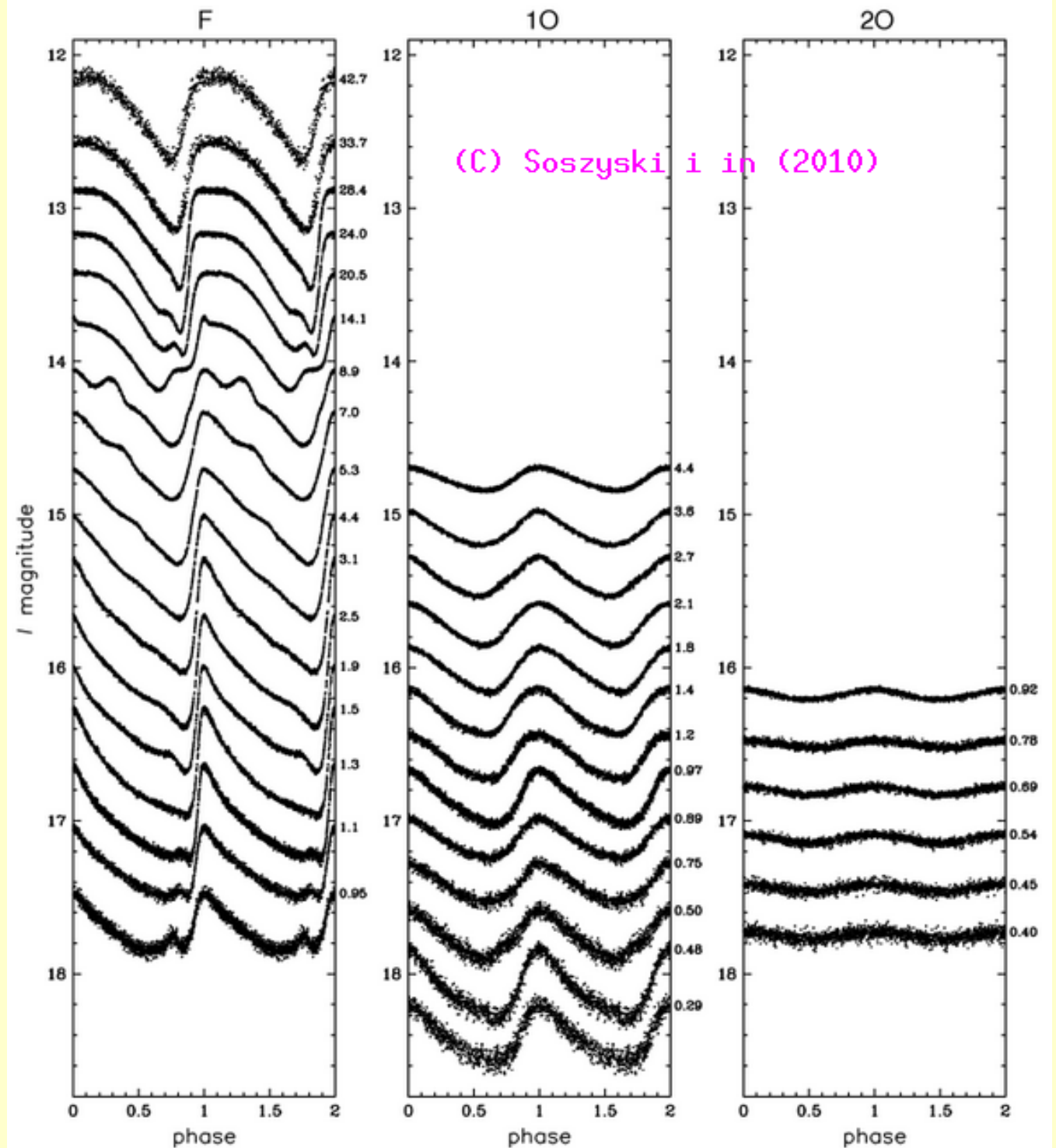
Mechanizm: zależność nieprzezroczystości warstw powierzchniowych od temperatury. Jeśli nieprzezroczystość jest mniejsza dla niższej temperatury a większa dla wyższej (w pewnym określonym zakresie) – możliwe jest wzbudzenie pulsacji. (Gwiazda gorąca jest “mała” i nieprzezroczysta, więc powiększa się, stygnie, staje się bardziej przezroczysta i wtedy “opuszcza” ją zmagazynowane promieniowanie, więc kurczy się itd..)

# Gwiazdy pulsujące



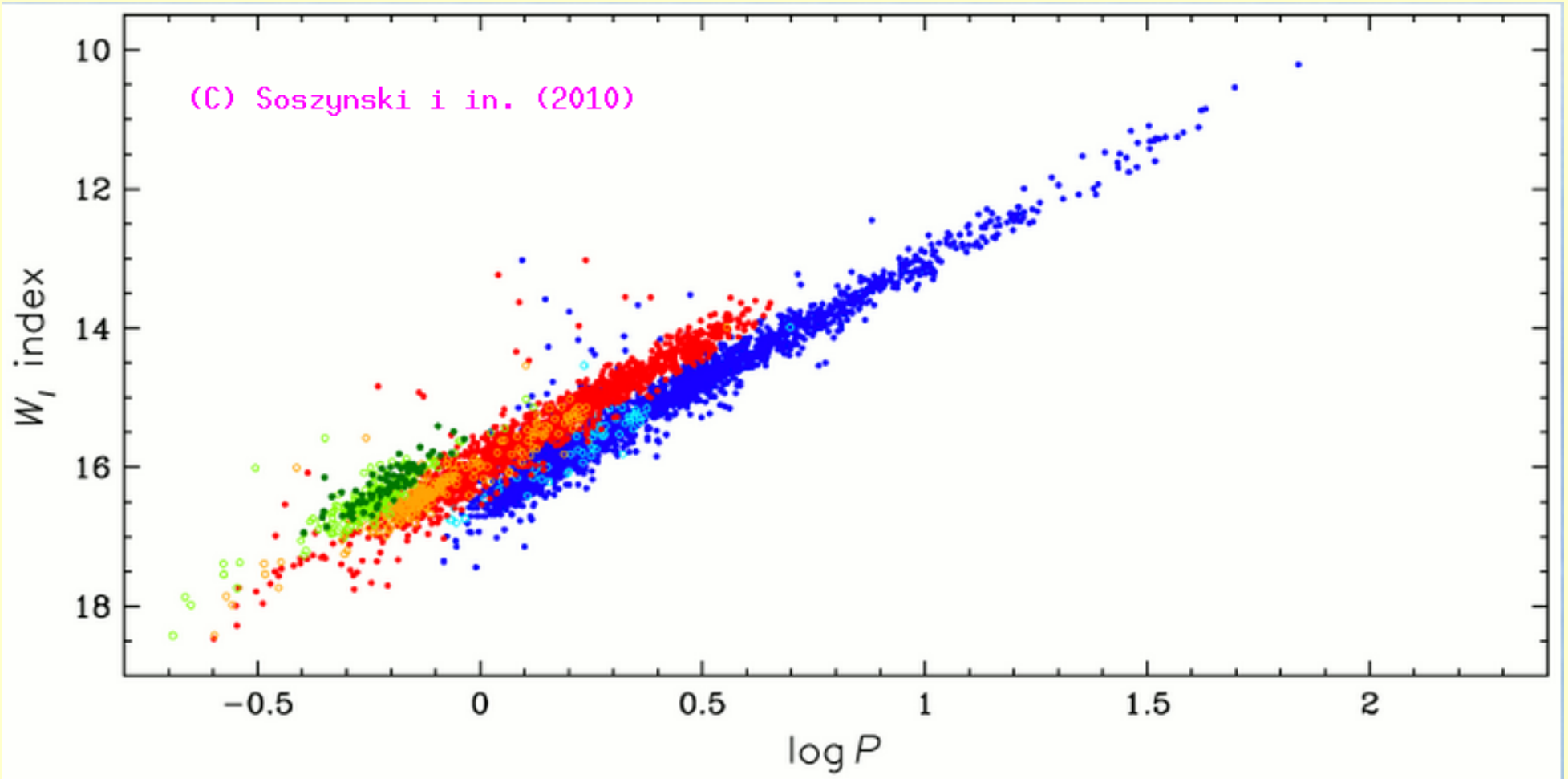
Różne typy “zmiennych pulsujących” na diagramie H-R

# Gwiazdy pulsujące



Różne typy pulsacji  
klasycznych cefeid.  
(dane OGLE)

# Gwiazdy pulsujące



Zależność okres – jasność dla klasycznych cefeid z SMC (dane OGLE).  
Kolorami zaznaczono różne mody pulsacji.  
Dla ustalonego typu gwiazd i modu pulsacji  
**pomiar okresu pozwala ocenić moc promieniowania**  
(→ pomiar odległości)



# Równania budowy zimnych gwiazd

(Przypomnienie) Z zasady nieoznaczoności wynika, że nie można jednocześnie dokładnie określić położenia i pędu cząstki. Dla cząstek znajdujących się w objętości  $V=L^3$ , pędy mogą być wyznaczone tylko z dokładnością  $\sim h/L$  (każda składowa).

Zakaz Pauliego (dwa fermiony nie mogą być w tym samym stanie) oznacza, że dla  $N$  cząstek w objętości  $V$  w przestrzeni położzeń musimy znaleźć  $N$  różnych (tzn różniących się co najmniej o  $h/L$  w którymkolwiek kierunku) pędów.

Fermiony zamknięte w objętości  $V$  nie mogą spoczywać. Wobec tego ciśnienie doskonałego gazu fermionowego (jak zawsze  $P \sim n \langle v p \rangle$ ) jest różne od zera.

Zimny (zdegenerowany) gaz fermionowy to taki, że wszystkie stany wewnątrz kuli Fermiego są zajęte. (Idealizacja, pierwsze przybliżenie dla „zimnych gwiazd“)

# Zakaz Pauliego; gaz zdegenerowany

Cząstki w objętości  $V=LxLxL$ . Pędy 2 cząstek są różne, o ile któraś ze składowych różni się co najmniej o  $h/L$ .

Liczba różnych stanów pędu w *kuli Fermiego* o promieniu  $p_F$ :

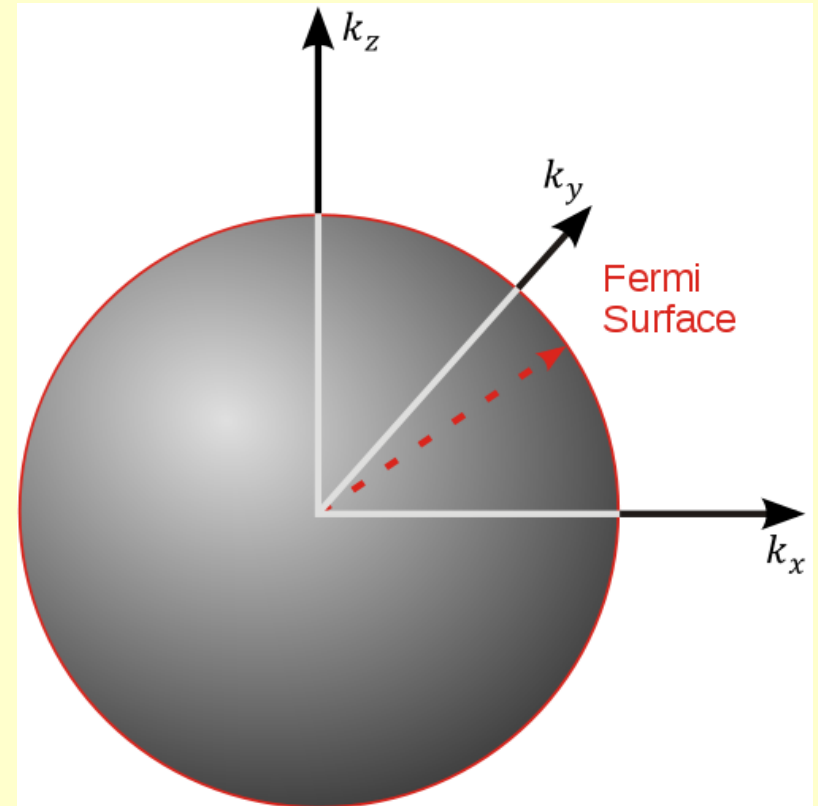
$$N = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{p_F}{\frac{h}{L}}\right)^3 = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{p_F}{h}\right)^3 V$$

Dla fermionów o  $g$  wewnętrznych stopniach swobody mamy:

$$n \equiv g \frac{N}{V} = \frac{4}{3}\pi g \left(\frac{p_F}{h}\right)^3$$

Pęd Fermiego rośnie z koncentracją cząstek:

$$p_F = h \left(\frac{3n}{4\pi g}\right)^{1/3}$$



# Ciśnienie gazu zdegenerowanego

Srednia energia kinetyczna czastki ( $T \rightarrow 0$ ):

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{p_F} (\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2) 4\pi p^2 dp}{\int_0^{p_F} 4\pi p^2 dp}$$
$$= \begin{cases} 0.6 p_F^2 / 2m & p_F \ll mc \\ 0.75 p_F c & p_F \gg mc \end{cases}$$

Cisnienie mozna obliczyc uzywajac calkowan podobnych do powyzzszego. Grube oszacowanie:

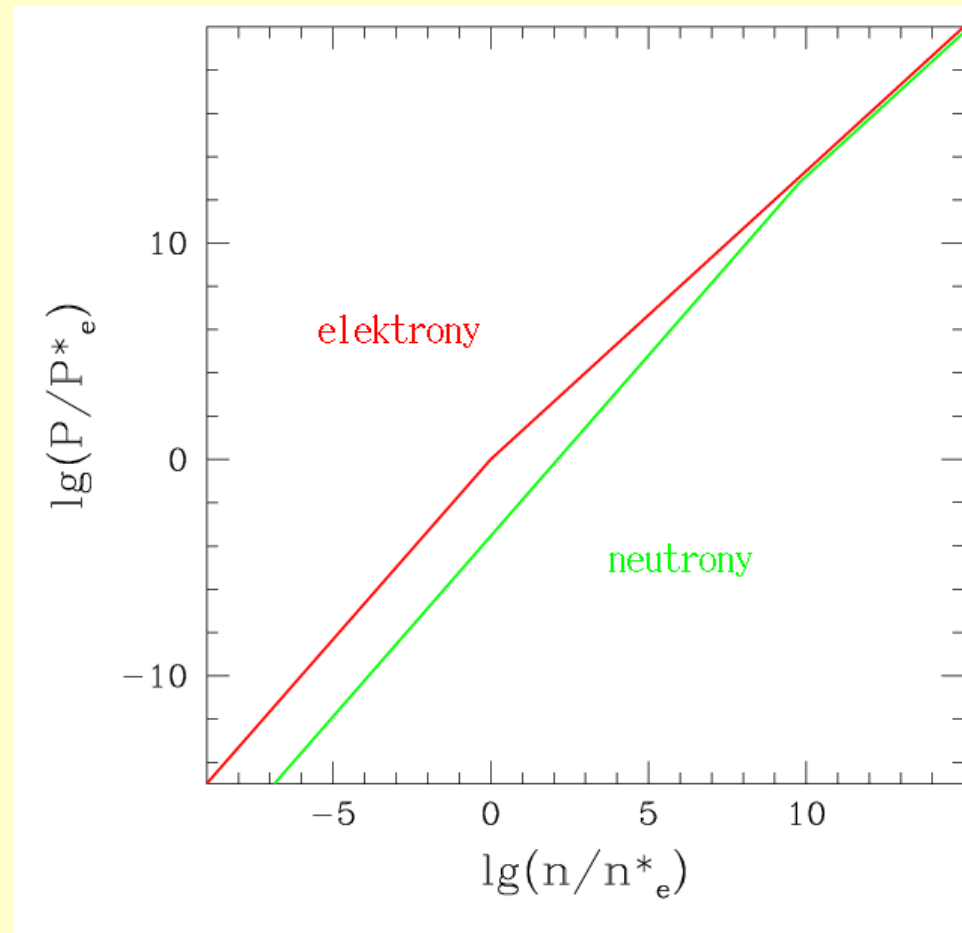
$$P \approx n \langle E \rangle = \begin{cases} 3/40 P^* (n/n^*)^{5/3} & n \ll n^* \\ 3/8 P^* (n/n^*)^{4/3} & n \gg n^* \end{cases}$$

gdzie

$$n^* = \left(\frac{mc}{h}\right)^3 \quad P^* = mc^2 \left(\frac{mc}{h}\right)^3$$

Zakaz Pauliego przeciwdziala skupianiu sie fermionow. Gaz fermionowy przy  $T \rightarrow 0$  ma nieznikajace cisnienie.

# Ciśnienie gazu zdegenerowanego



Orientacyjne wykresy  $P(n)$  dla gazu zdegenerowanego. Dla neutronów wykres pomija oddziaływania silne, które b. komplikują problem. Dla elektronów możliwe stają się wychwyty:  $e+p \rightarrow n + \text{neutrino}$  gdy  $E_F > 0.79 \text{ MeV}$ . Charakterystycznym koncentracjom cząstek odpowiadają

$$\rho_e^* \approx 2.33 \times 10^5 \rho_{H_2O}$$

$$\rho_n^* \approx 7.21 \times 10^{14} \rho_{H_2O}$$

# Równania budowy zimnych gwiazd: politropy

Związek ciśnienia tylko z gęstością upraszcza równania:

Równanie równowagi hydrostatycznej i ciągłości prowadzą do równania Poissona:

$$\begin{aligned}\frac{dP}{dr} &= -\frac{GM(r)}{r^2}\rho \\ \frac{dM(r)}{dr} &= 4\pi r^2\rho \\ \Rightarrow \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) &= -4\pi G\rho\end{aligned}$$

Zakładając politropowy związek ciśnienia z gęstością mamy:

$$P = K\rho^{1+\frac{1}{n}} \quad \rho = \rho_c\theta^n \quad P = P_c\theta^{n+1} \quad r = \alpha\xi \quad \alpha^2 = \frac{K(n+1)\rho_c^{(1-n)/n}}{4\pi G}$$

$$c_S^2 = \frac{dP}{d\rho} = \left(1 + \frac{1}{n}\right) \frac{P}{\rho} \propto \theta$$

# Równania budowy zimnych gwiazd: politropy

Zamieniając zmienne otrzymujemy:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n$$
$$\theta(0) = 1 \quad \frac{d\theta}{d\xi}(0) = 0$$

Jest to równanie zwyczajne z warunkami początkowymi w środku konfiguracji. Dla każdego  $0 < n < 5$  ma ono rozwiązanie z pierwszym zerem w  $\xi_n < \infty$  ( $\theta(\xi_n) = 0$ ). Dla  $n \geq 5$  konfiguracje stają się nieskończone i przez to mniej interesujące.

$$R = \alpha \xi_n \propto \left( \frac{K}{G} \right)^{\frac{1}{2}} \rho_c^{\frac{1-n}{2n}}$$

$$M = \int_0^R 4\pi r^2 \rho dr = 4\pi \rho_c \alpha^3 \xi_n^3 \int_0^{\xi_n} \xi^2 \theta^n d\xi \propto \left( \frac{K}{G} \right)^{\frac{3}{2}} \rho_c^{\frac{3-n}{2n}}$$

$$R \propto \left( \frac{K}{G} \right)^{\frac{n}{3-n}} M^{\frac{1-n}{3-n}} \Leftrightarrow M^{\frac{n-1}{n}} R^{\frac{3-n}{n}} \propto \frac{K}{G}$$

# Równania budowy zimnych gwiazd: politropy

Dla zdegenerowanego gazu elektronowego mamy:

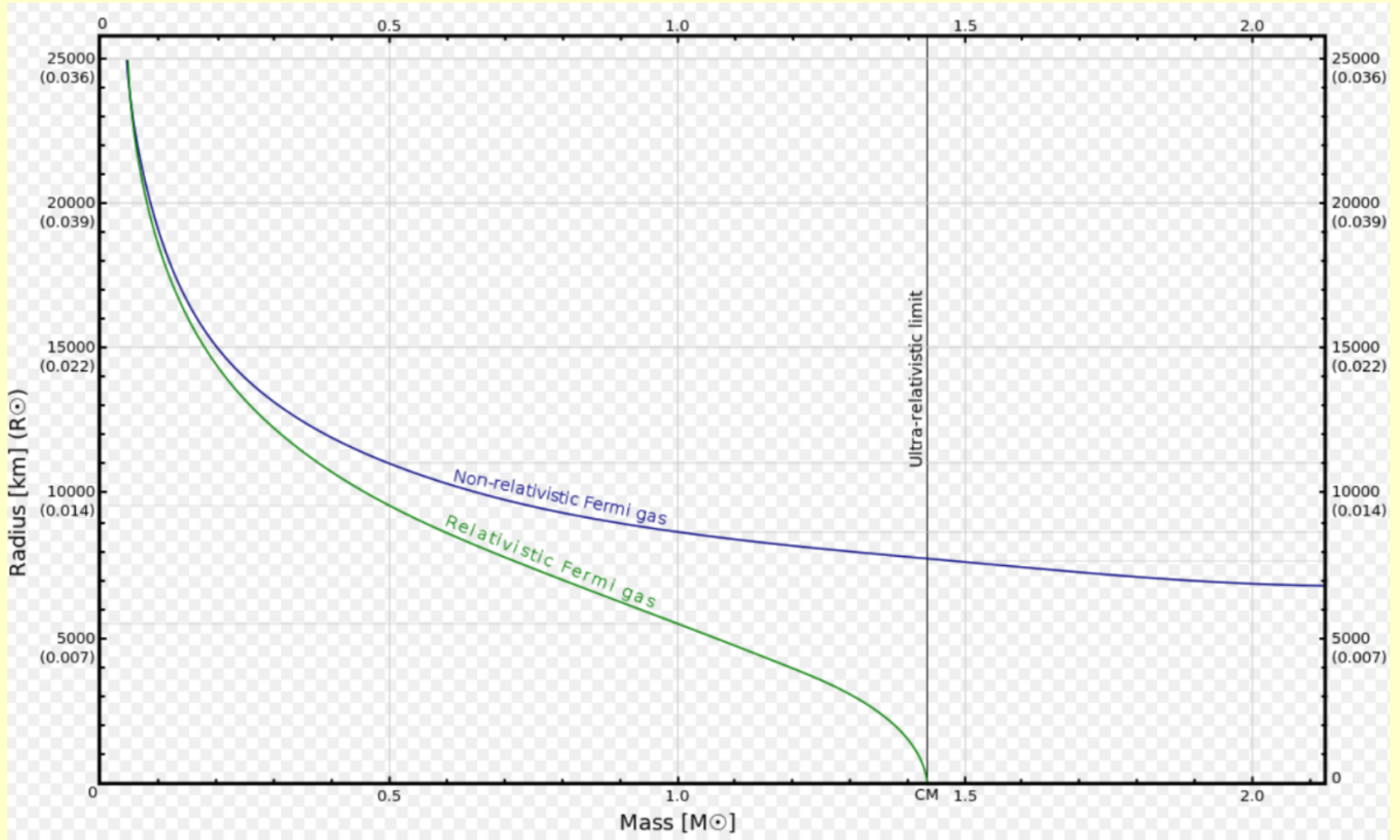
$$K_{3/2} \approx \frac{\frac{3}{40} P_*}{(n_* \mu_e m_H)^{\frac{5}{3}}} = \frac{3}{40} \frac{h^2}{m(\mu_e m_h)^{\frac{5}{3}}}$$
$$K_3 \approx \frac{\frac{3}{8} P_*}{(n_* \mu_e m_H)^{\frac{4}{3}}} = \frac{3}{8} \frac{hc}{(\mu_e m_H)^{\frac{4}{3}}}$$

Dla niskich gęstości centralnych ( $n = 3/2$ ) otrzymamy związek  $R \propto M^{-1/3}$ . Dla dużych gęstości ( $n = 3$ ) mamy (po uwzględnieniu stałych z równania Lane'a - Emdena)

$$M = \left( \frac{K}{0.3639G} \right)^{\frac{3}{2}} = C_3 \frac{\sqrt{3/8}}{\pi} \left( \frac{hc}{G} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{(\mu_e m_H)^2}$$
$$M \approx 1.44 M_{\odot} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^2 \approx \frac{M_{Pl}^3}{m_H^2} \quad M_{Pl} = \sqrt{\frac{hc}{2\pi G}}$$

Masa Chandrasekhara - maksymalna dla białych karłów.

# Równania budowy zimnych gwiazd: politropy





# Równania budowy zimnych gwiazd

W chłodnych (i gęstych) konfiguracjach efekty OTW mogą być istotne. Dlatego używamy relatywistycznej postaci równań:

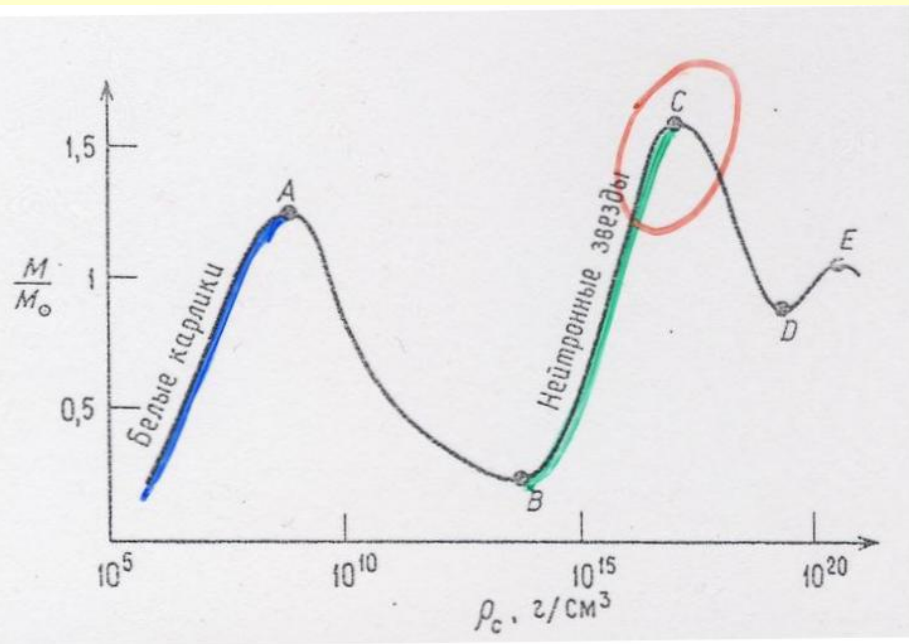
$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G \left( M(r) + 4\pi r^3 \frac{P}{c^2} \right)}{r^2 \left( 1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r} \right)} \left( \rho(r) + \frac{P}{c^2} \right)$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r)$$

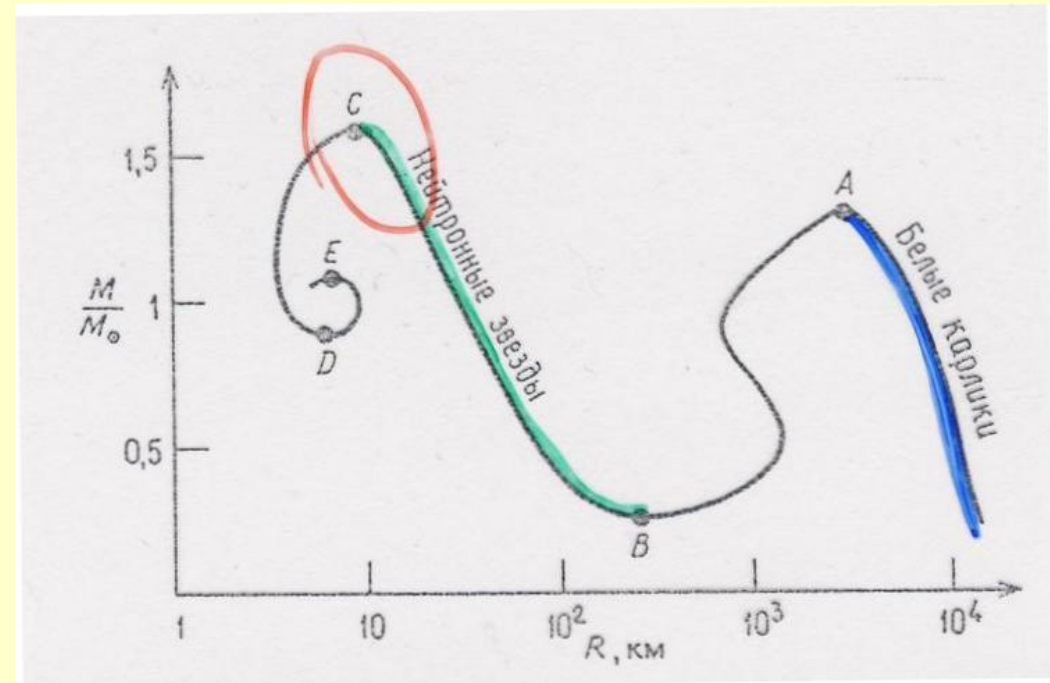
$$P(R) = 0, M(0) = 0$$

Postać równań jest bardziej skomplikowana, ale problem brzegowy łatwiejszy niż dla gwiazd gorących: startujemy z  $r=0$  z zadaną gęstością centralną i całkujemy aż  $P=0$ . Otrzymujemy  $M$  i  $R$  w funkcji gęstości centralnej

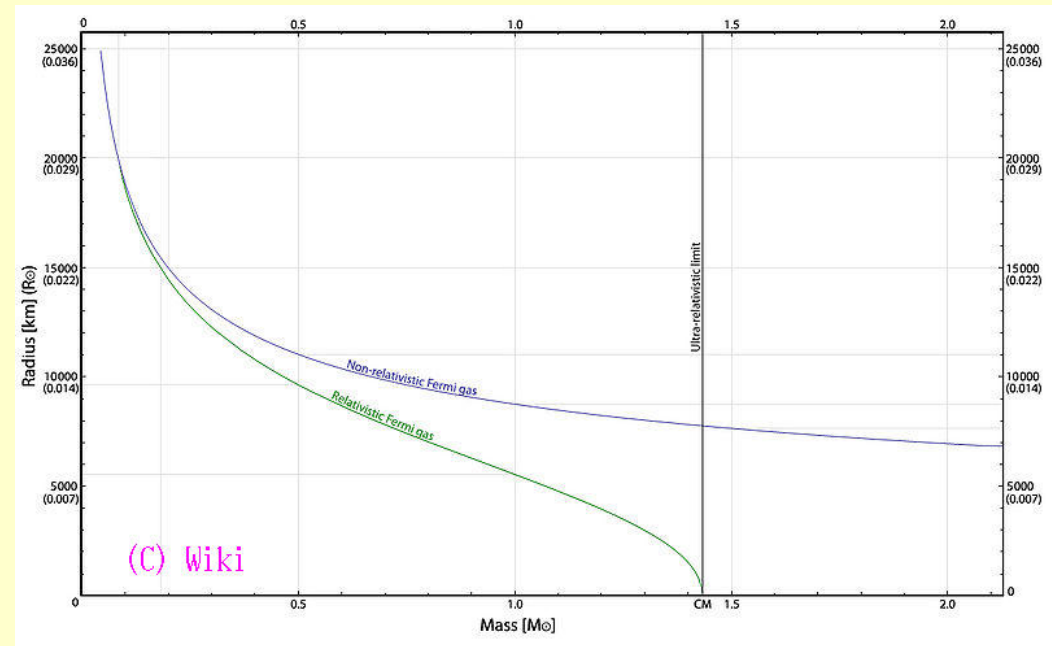
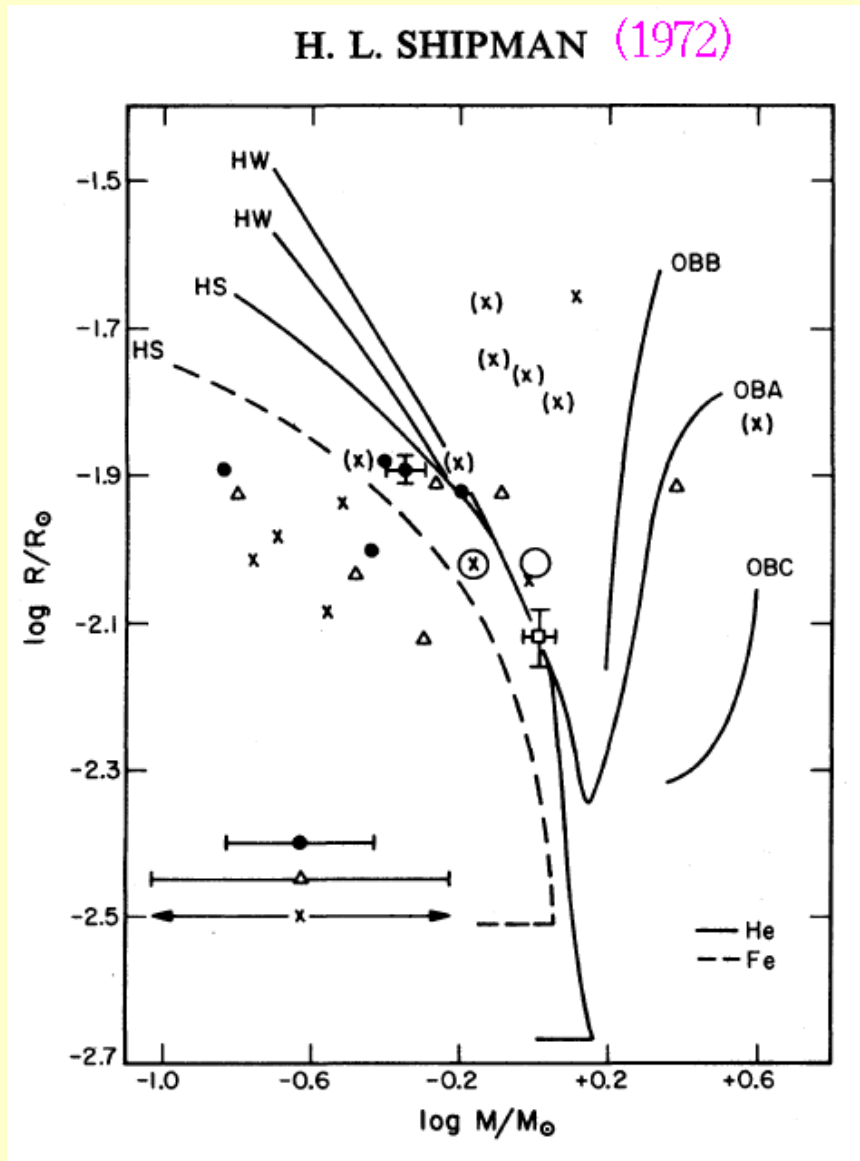
# Równania budowy zimnych gwiazd



Szkice zależności masy konfiguracji od jej gęstości centralnej (górną) i promienia (dół). (Zeldowicz i Nowikow, 1971)



# Białe karły



$$M_{\text{Ch}} \approx 0.2 \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \left(\frac{hc}{Gm_p^2}\right)^{3/2} m_p$$

$$M_{\text{Ch}} = 5.76 \left(\frac{Z}{A}\right)^2 M_{\odot}$$

$$M_{\text{He}} = 1.44 M_{\odot} \quad M_{\text{Fe}} = 1.24 M_{\odot}$$

M i R otrzymane z modeli. “HS” - modele z  $T \rightarrow 0$ .  
(HW:  $T >$ ), OBB, OBA, OBC – modele z rotacją

## Dodatek -1

Rozważamy zdegenerowany gaz elektronowy w  $T = 0$ . Wszystkie możliwe stany pędu elektronów wewnątrz *kuli Fermiego* ( $0 \leq p \leq p_F$ ) są zajęte, a na zewnątrz - puste. Średnia energia kinetyczna elektronu to:

$$\langle E \rangle = \frac{\langle p^2 \rangle}{2m_e} = \frac{\int_0^{p_F} \frac{p^2}{2m_e} 4\pi p^2 dp}{\int_0^{p_F} 4\pi p^2 dp} = \frac{3}{5} \frac{p_F^2}{2m_e} \quad \text{dla } p_F \ll m_e c \quad (1)$$

$$\langle E \rangle = \langle pc \rangle = \frac{\int_0^{p_F} pc 4\pi p^2 dp}{\int_0^{p_F} 4\pi p^2 dp} = \frac{3}{4} p_F c \quad \text{dla } p_F \gg m_e c \quad (2)$$

W gwiazdzie jest  $N = M/(\mu_e m_p)$  elektronów ( $\mu_e$  liczba elektronów na nukleon). Dla jednorodnej gwiazdy o promieniu  $R$  byłoby:

$$N \frac{h^3}{2} = \frac{4}{3} \pi p_F^3 \frac{4}{3} \pi R^3 \Rightarrow p_F = \frac{h}{R} \left( \frac{9N}{32\pi^2} \right)^{1/3} \quad (3)$$

gdzie uwzględniliśmy 2 stany elektronu o różnych spinach.

## Dodatek -2

Całkowita energia kinetyczna elektronów w gwiazdzie to  $K = N \langle E \rangle$ , natomiast energia potencjalna jednorodnej gwiazdy to  $|W| = 3/5 GM^2/R$ . Z twa o wiriale ( $|W| = 2K$ ) mamy:

$$\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} = 2 * \frac{3}{5} \frac{M}{\mu_e m_p} * \frac{1}{2m_e} \frac{h^2}{R^2} \left( \frac{9M}{32\pi^2 \mu_e m_p} \right)^{2/3} \quad \text{dla } p_F \ll m_e c \quad (4)$$

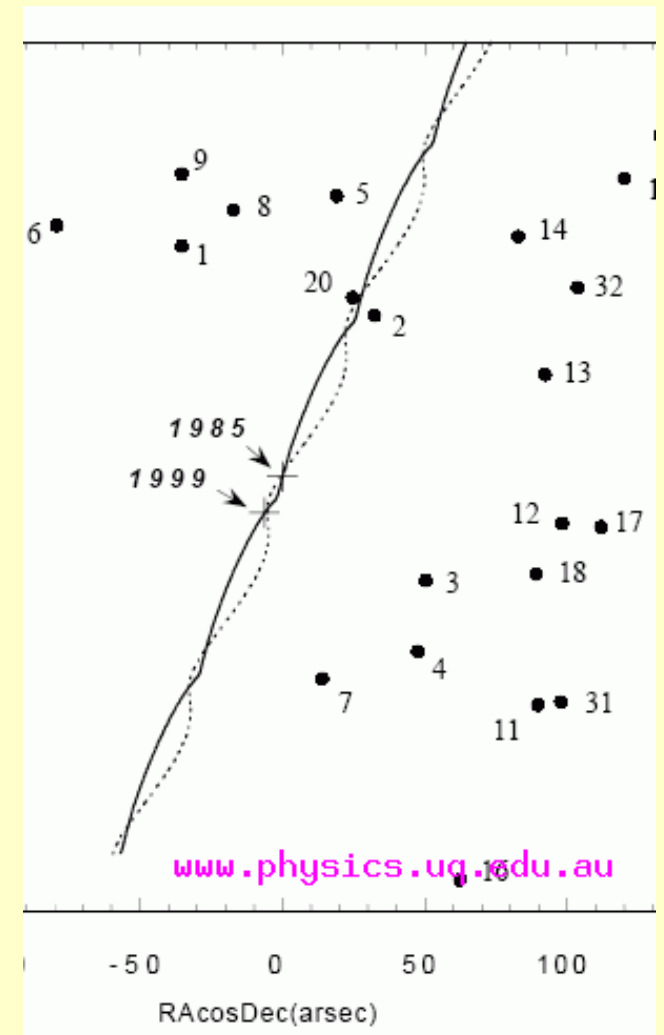
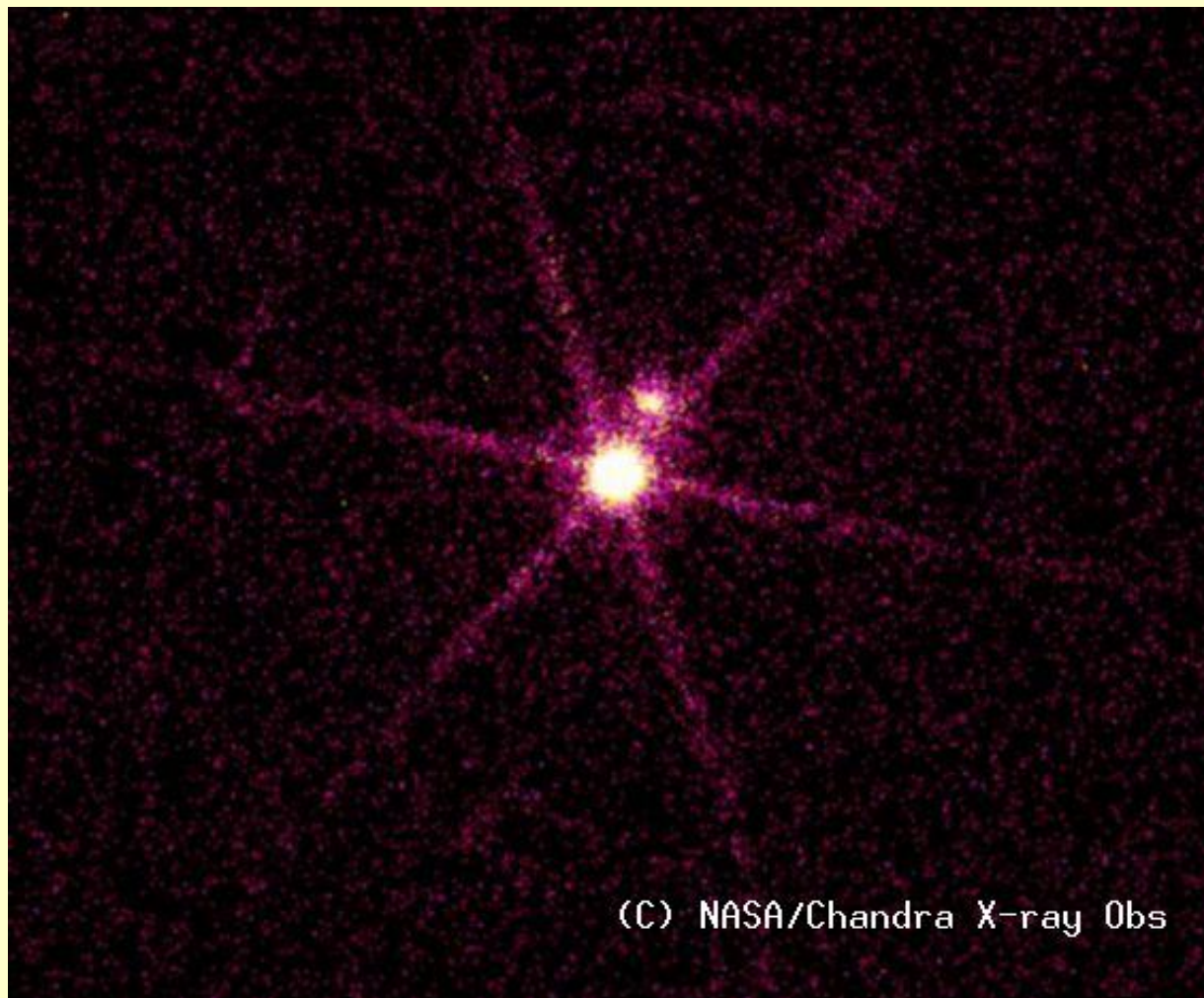
$$\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} = 2 * \frac{3}{4} \frac{M}{\mu_e m_p} * c \frac{h}{R} \left( \frac{9M}{32\pi^2 \mu_e m_p} \right)^{1/3} \quad \text{dla } p_F \gg m_e c \quad (5)$$

czyli odpowiednio

$$M = \frac{3^4}{2^{10} \pi^4} \frac{h^6}{G^3 m_e^3 \mu_e^5 m_p^5} \frac{1}{R^3} \quad M = \frac{15\sqrt{5}}{2^4 \pi} \frac{1}{\mu_e^2} \left( \frac{hc}{Gm_p^2} \right)^{3/2} m_p \quad (6)$$

Dla nierelatywistycznych konfiguracji promień maleje przy wzroście masy. Dla relatywistycznych jest tylko jedna możliwa masa, czyli  $M_{\text{Ch}}$ .

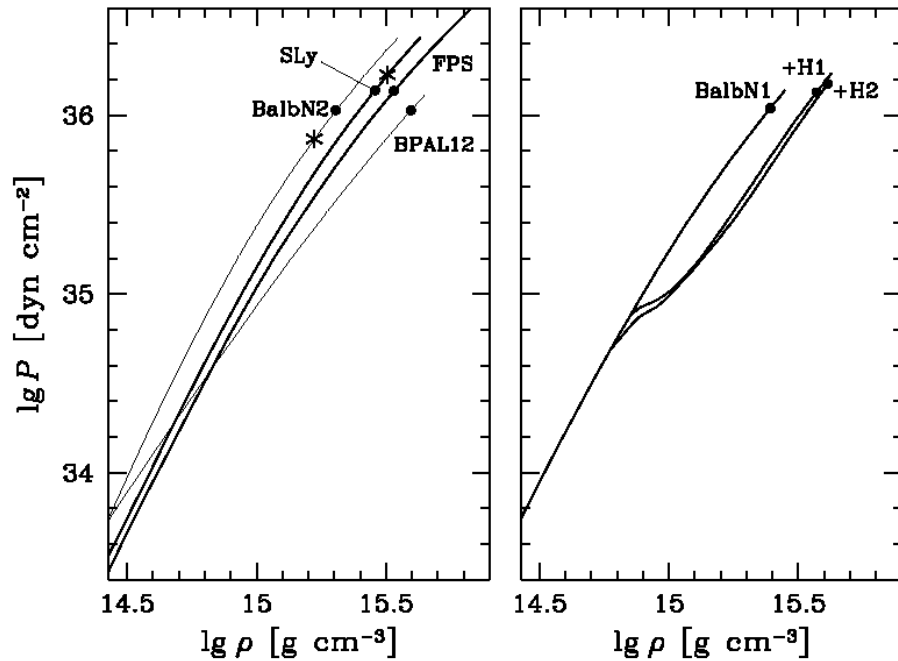
# Białe karły



Najbliższy biały karzeł -Syriusz B – obserwowany w dziedzinie rentgenowskiej.

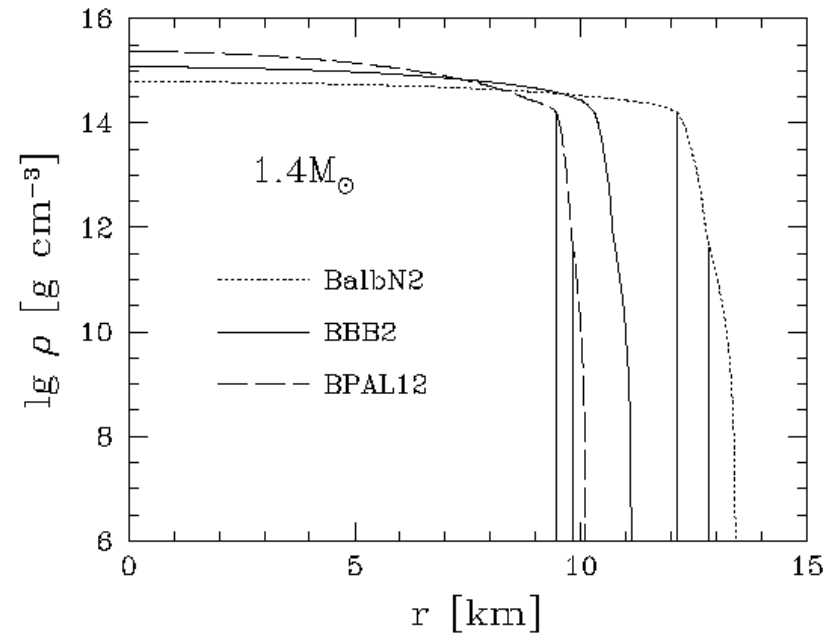
Ruch Syriusza A (Bessel 1844) sugerował obecność towarzysza

# Gwiazdy neutronowe



© Haensel, 2003

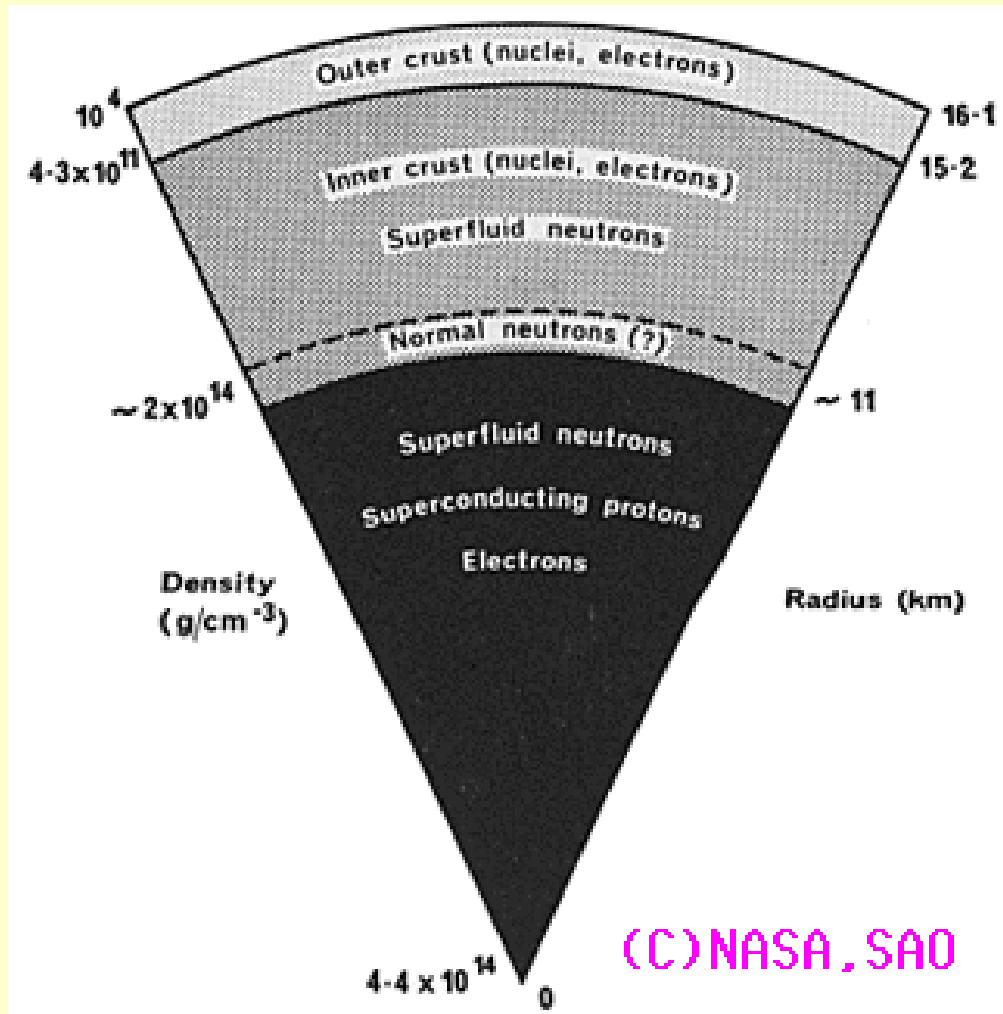
Równanie stanu materii neutronowej jest problemem trudnym, a wynik **zależy od metody** przybliżeń. Przybliżenia w opisie wielu oddziałujących silnie neutronów są **konieczne**.



© Haensel, 2003

W rezultacie model gwiazdy o zadanej masie **nie może być jednoznacznie określony**.

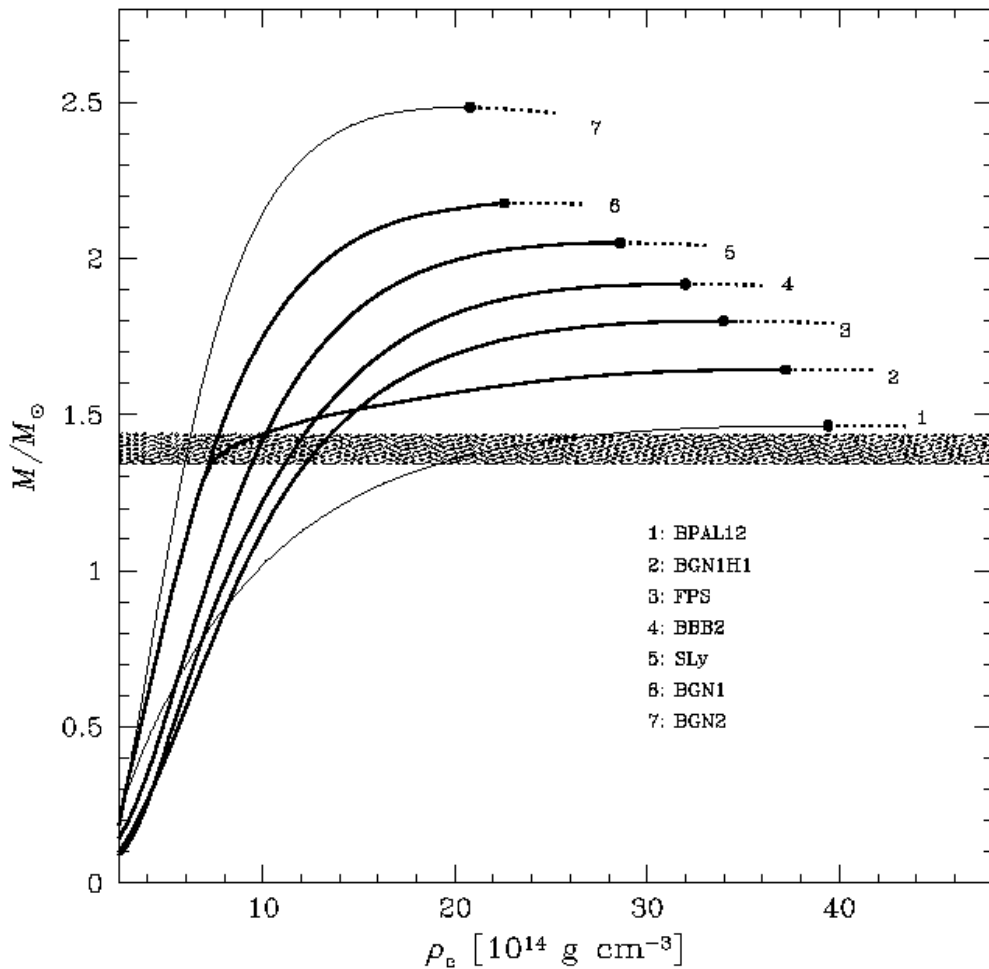
# Gwiazdy neutronowe



Wewnątrz gwiazdy neutronowej występuje materia w różnych stanach



# Gwiazdy neutronowe



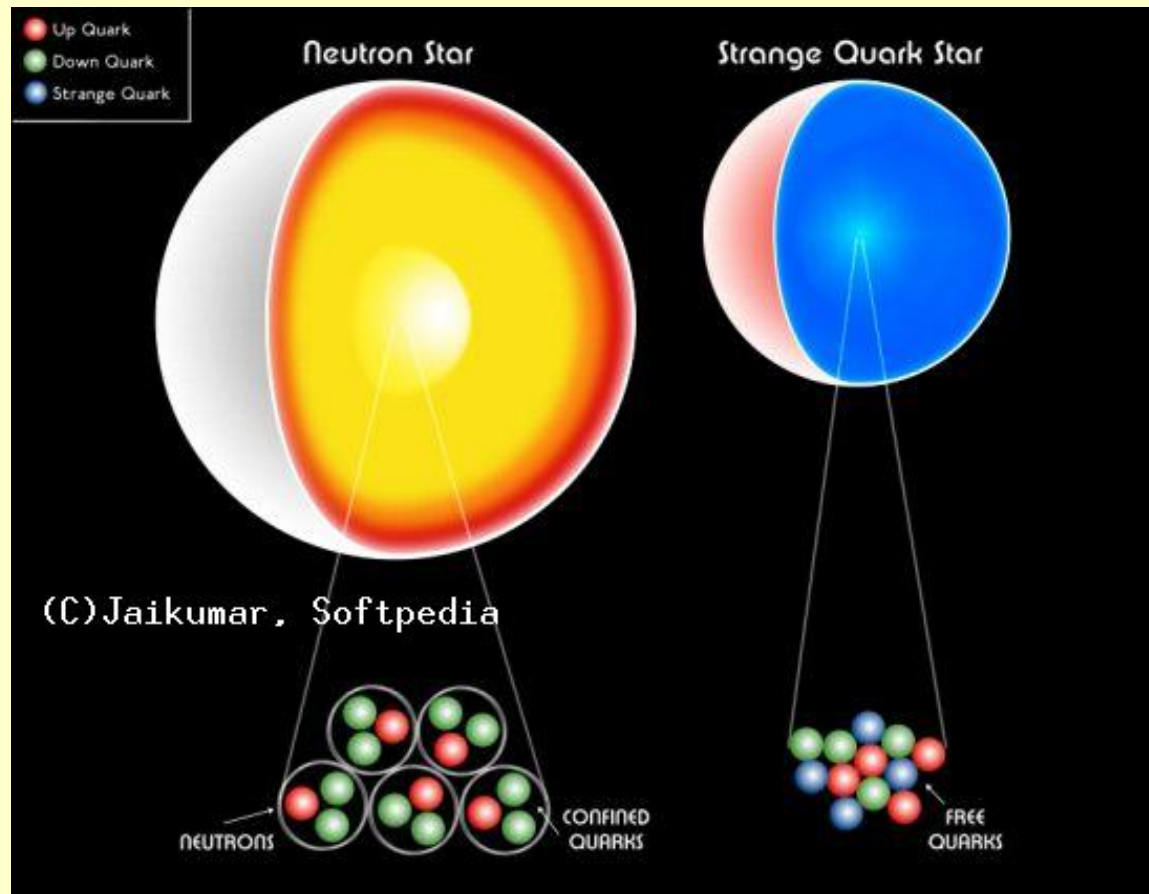
EOS	$M_{\max}$ [ $M_{\odot}$ ]	$R$ [km]	$r_g/R$	$n_c$ [ $\text{fm}^{-3}$ ]	$\rho_c$ [ $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ ]
BPAL12	1.46	9.00	0.480	1.76	3.94
BGN1H1	1.64	9.38	0.519	1.60	3.72
BBB1	1.79	9.66	0.547	1.37	3.09
FPS	1.80	9.27	0.572	1.46	3.40
BGN2H1	1.82	9.53	0.564	1.45	3.48
BBB2	1.92	9.49	0.596	1.35	3.20
SLy	2.05	9.99	0.605	1.21	2.86
BGN1	2.18	10.9	0.592	1.05	2.26
APR	2.21	10.0	0.651	1.15	2.73
BGN2	2.48	11.7	0.626	0.86	2.02

© Haensel, 2003

© Haensel, 2003

Różnym równaniom stanu odpowiadają różne maksymalne masy NS. (Ale dla wszystkich takie maksimum istnieje!) Rzeczywista wartość leży zapewne pomiędzy 2 a 3 masy Słońca.

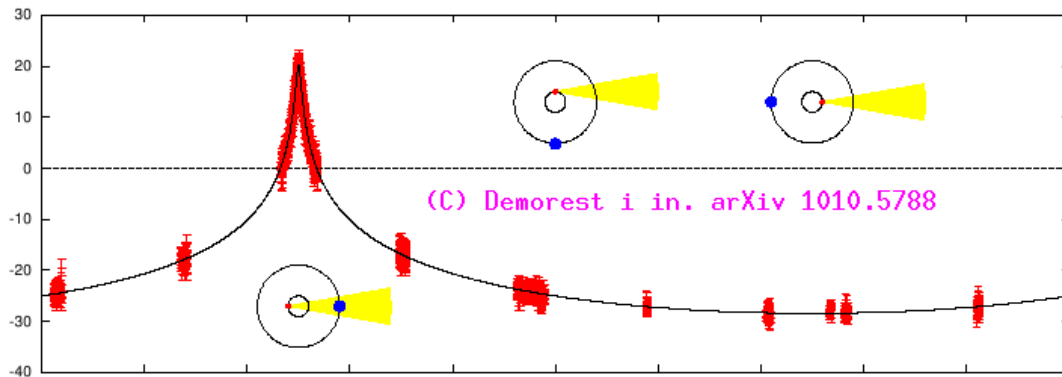
# Gwiazdy kwarkowe?



Czy możliwy jest jeszcze inny stan gęstej materii, materia **dziwna**? Jeśli tak, bardzo gęste gwiazdy (gwiazdy kwarkowe, gwiazdy dziwne) miałyby właściwości nieco różne od klasycznych gwiazd neutronowych.

# Gwiazdy kwarkowe?

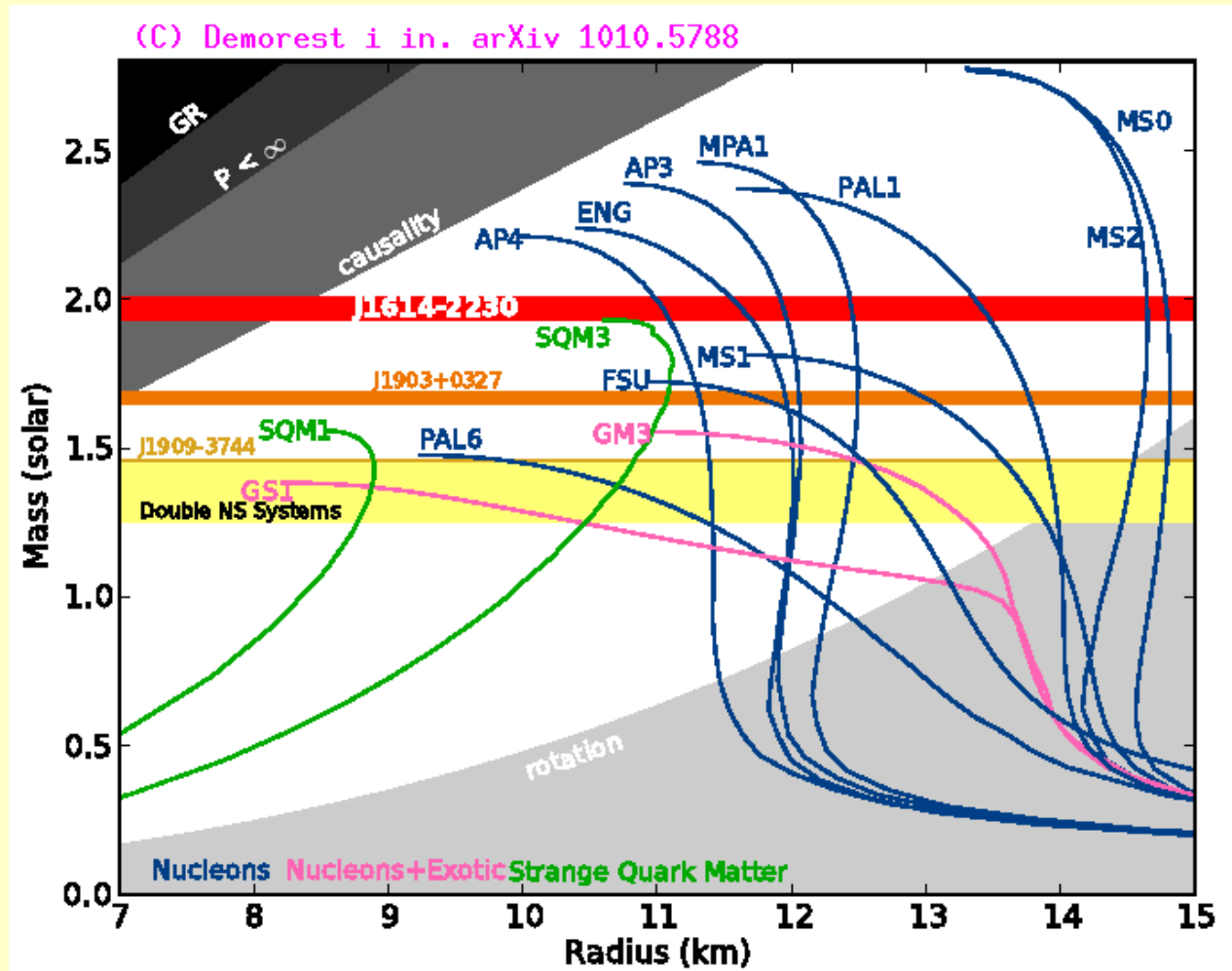
Efekt Shapiro dla podwójnego pulsara J1614-2230 ==> masa  $1.97 \pm 0.04 M_{\text{Sun}}$



Równania stanu przewidujące maksymalne masy poniżej 1.97 są wykluczone.

Gwiazdy kwarkowe (modele SQM1, SQM3) oraz gwiazdy neutronowe z egzotyczną materią (GSI, GM3) **nie mogą istnieć**.

(Hipoteza SQM5??? GM7???)

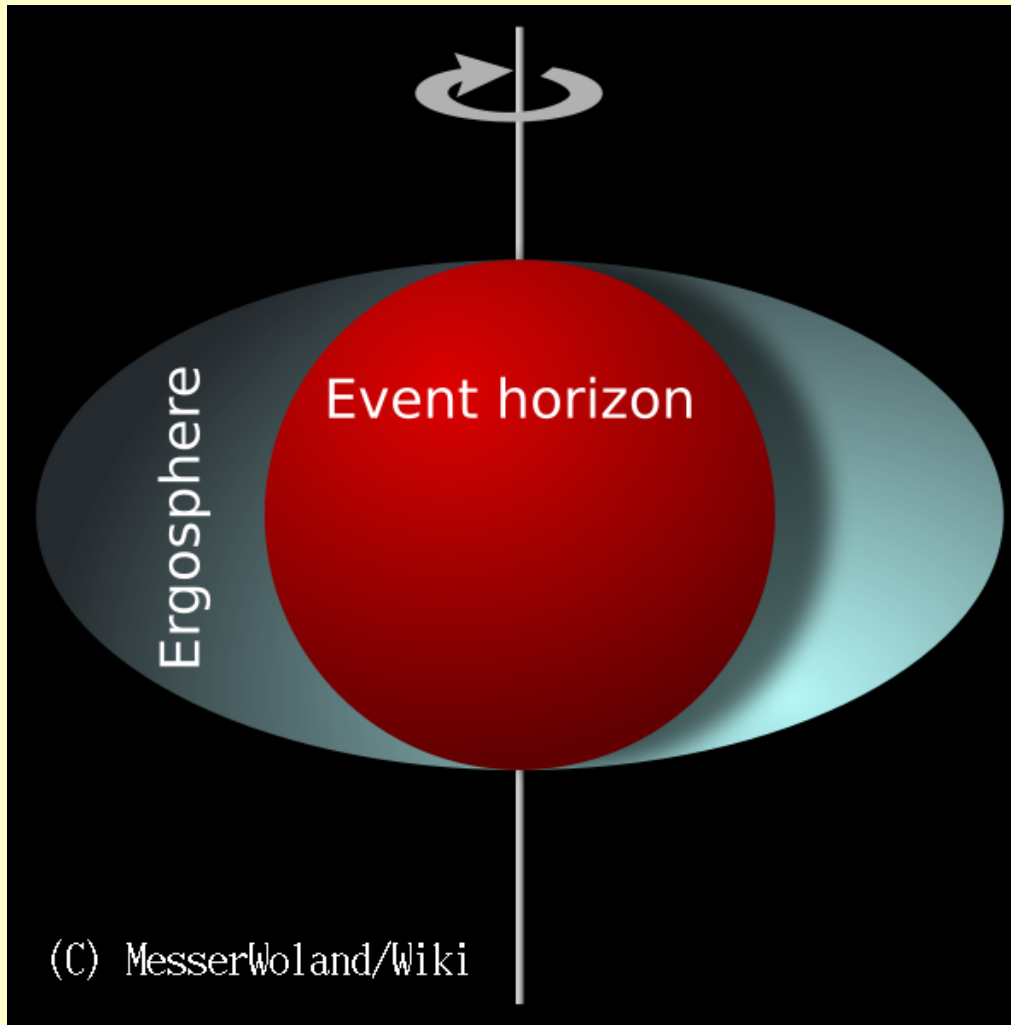


# Gwiazdy neutronowe



Gwiazdy neutronowe są b. małe i mimo b. wysokiej początkowej temperatury mają niską moc promieniowania. Tylko nieliczne obserwujemy.

# Czarne dziury

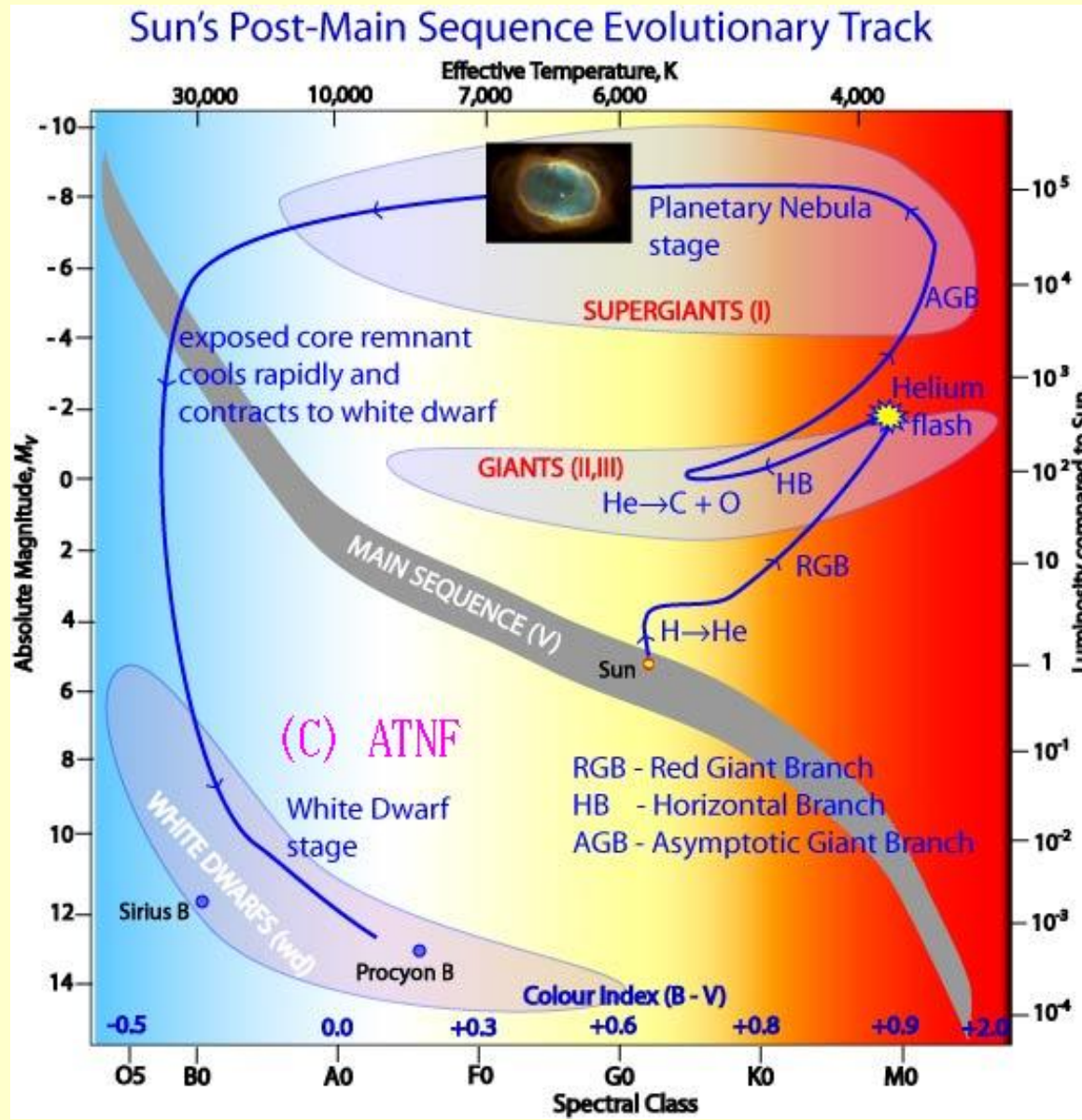


$$r_H \approx \frac{GM}{c^2} = 1.5 \text{ km} \frac{M}{M_\odot}$$

$$J < \frac{GM^2}{c}$$

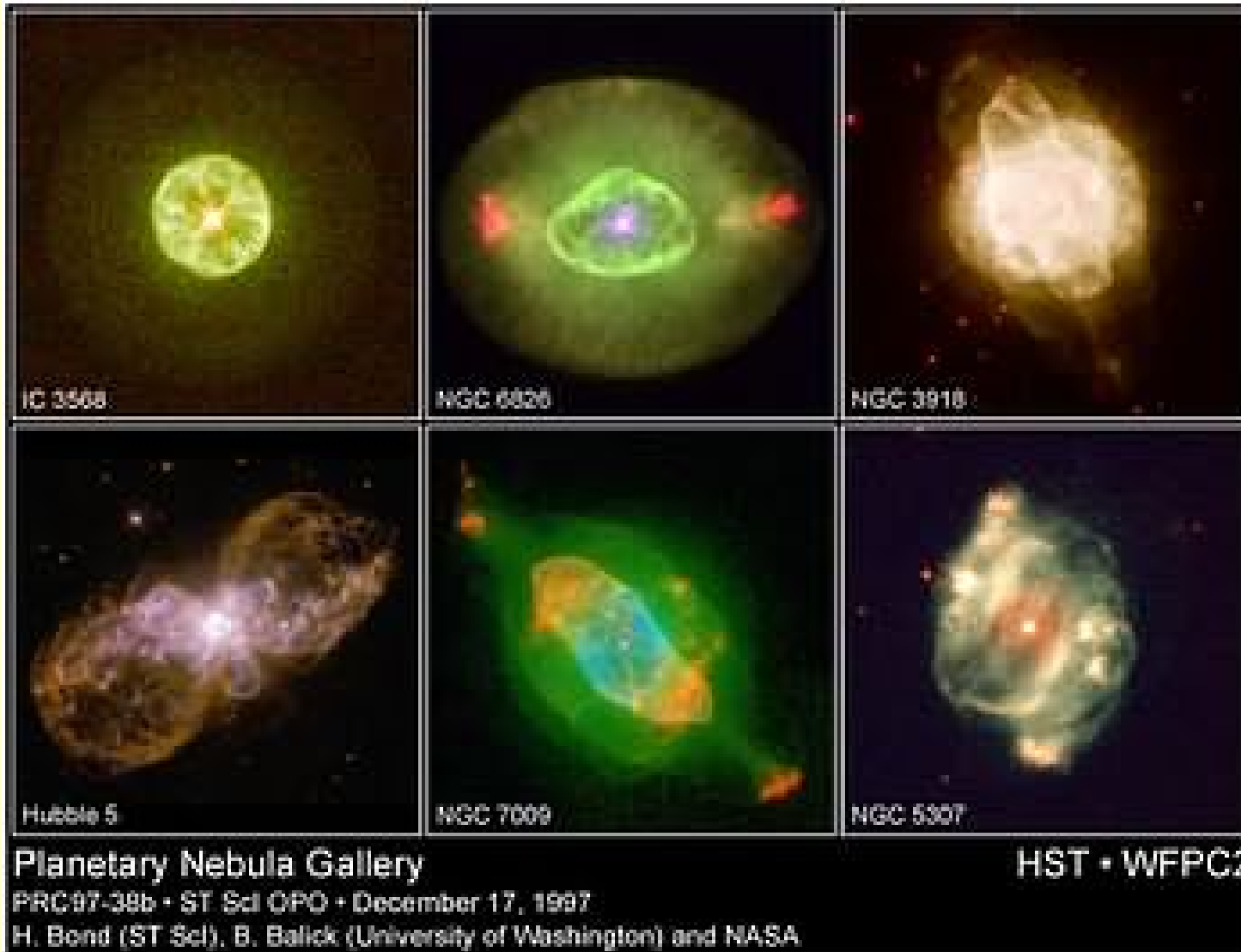
Konfiguracje z chłodnej materii o  $M > M_{\text{max}}$  nie mogą być stabilne  $\implies$  muszą utworzyć **czarne dziury**

# Ewolucja: finał



Gwiazdy niewielkich mas kończą ewolucję jako białe karły.

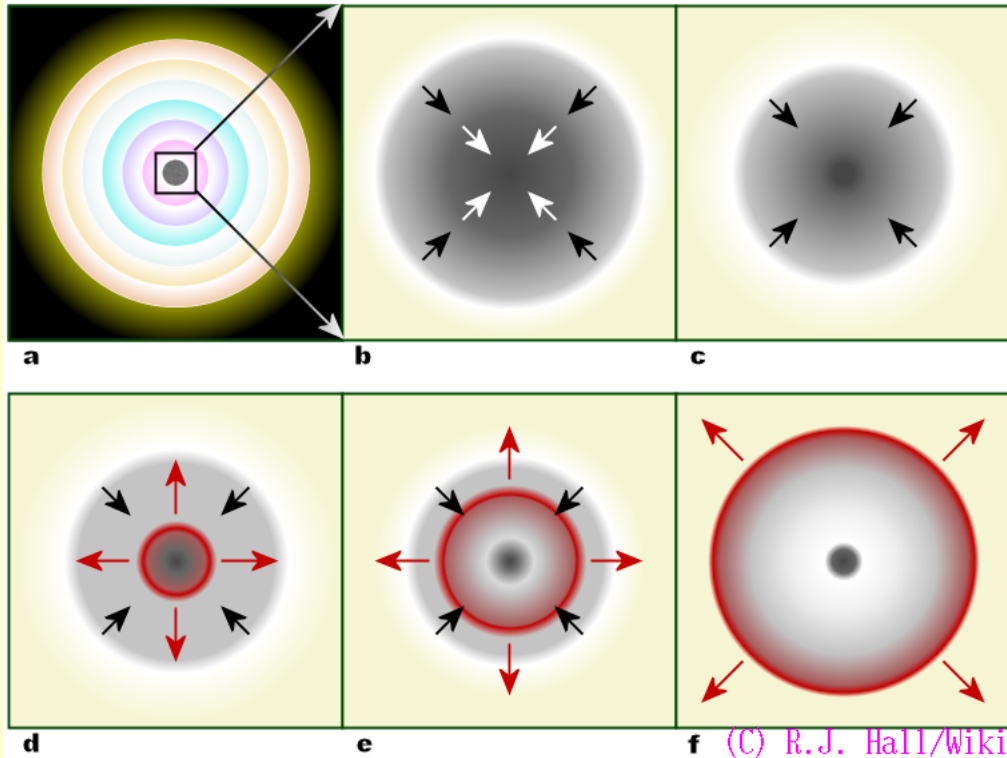
# Ewolucja: finał



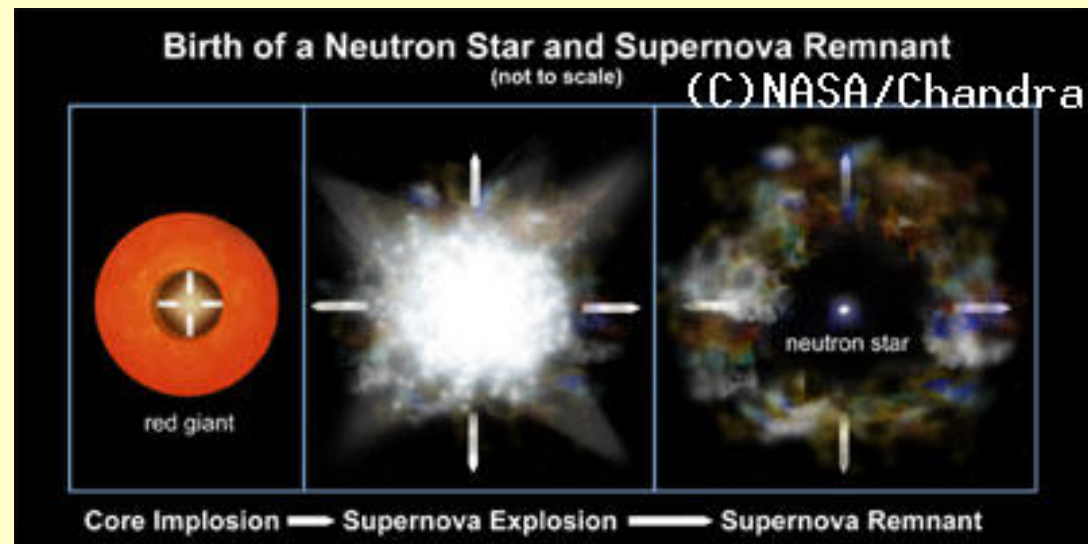
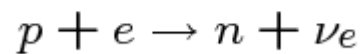
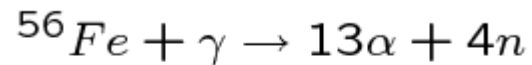
Mgławice  
planetarne  
świecą w liniach  
– stąd kolory

Wokół białego karła powstaje **mgławica planetarna**. (Obiekty rozciągnięte o regularnych kształtach – być może stąd w nazwie nawiązanie do planet).

# Ewolucja: finał

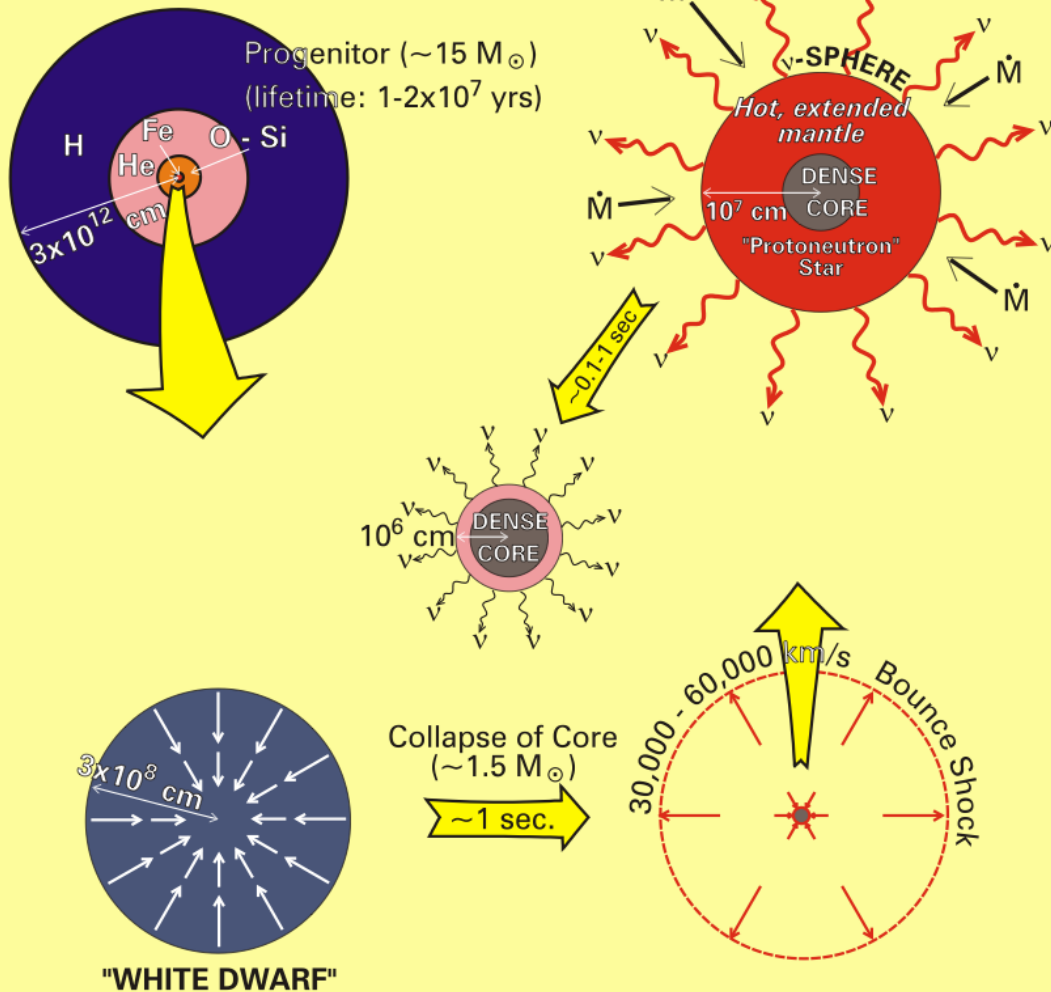


Niestabilność jądra Fe  
 Zapadanie, neutronizacja  
 Powstanie NS  
 „Odbicie” spadającej materii  
 Ekspandująca otoczka =  
 supernowa

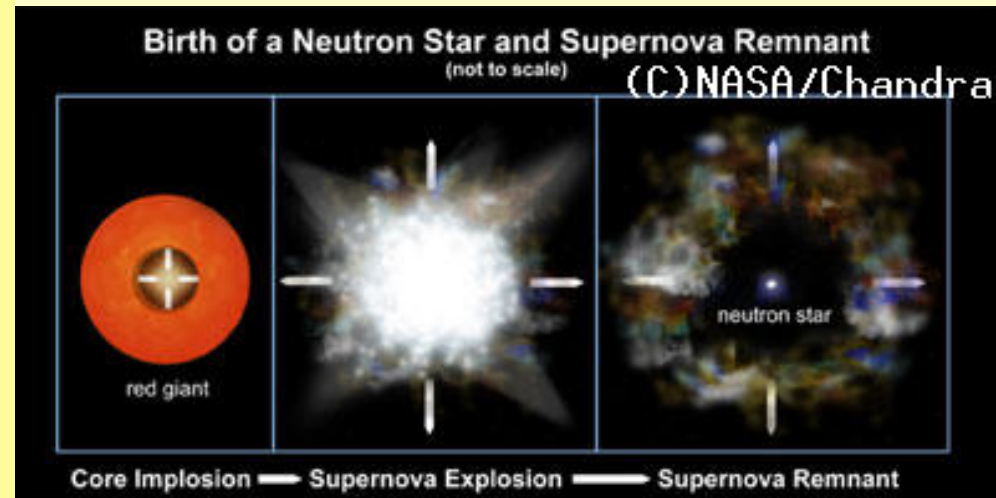
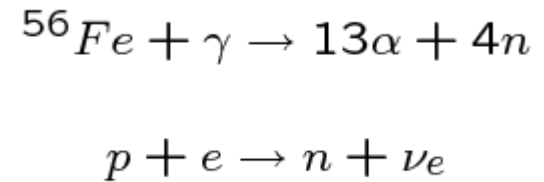




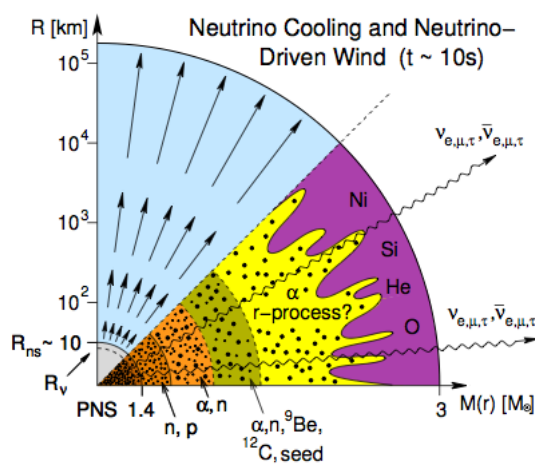
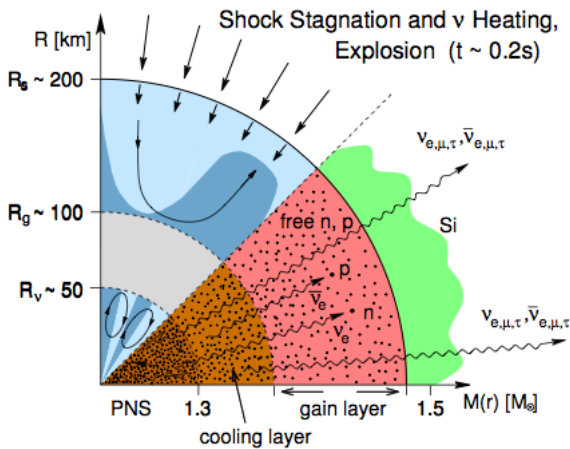
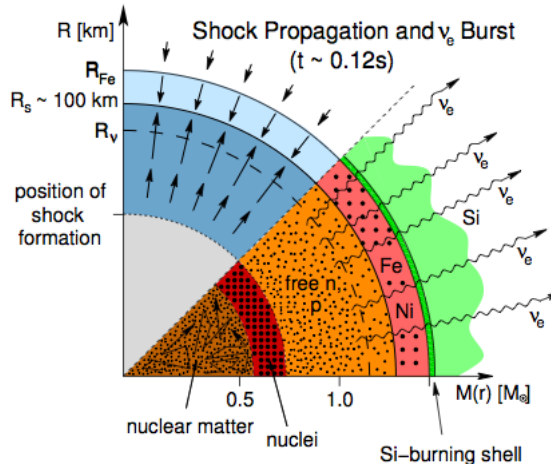
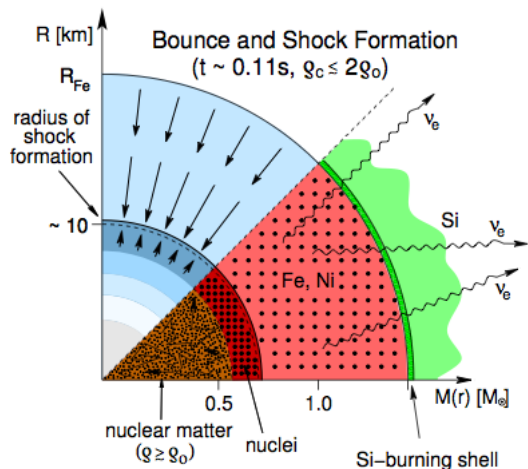
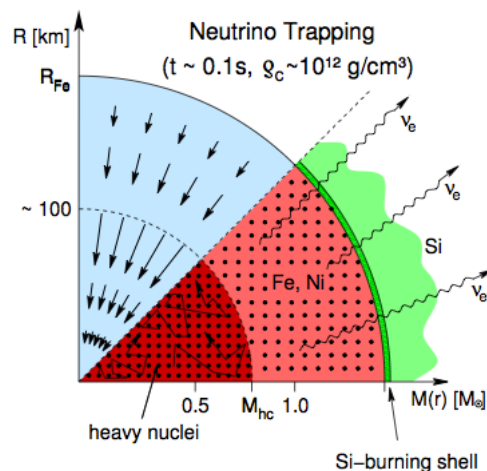
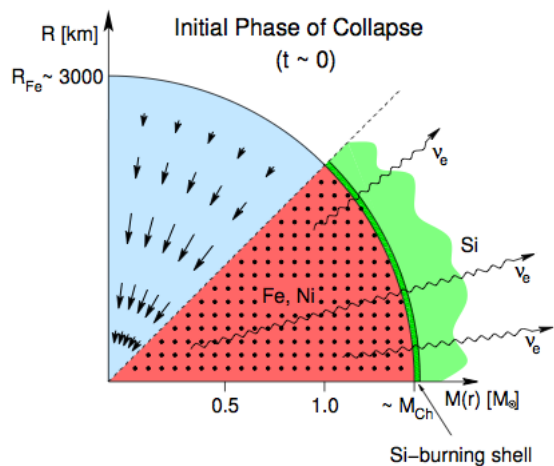
# Ewolucja: finał



Niestabilność jądra Fe  
 Zapadanie, neutronizacja  
 Powstanie NS  
 „Odbicie” spadającej materii  
 Ekspandująca otoczka =  
 supernowa



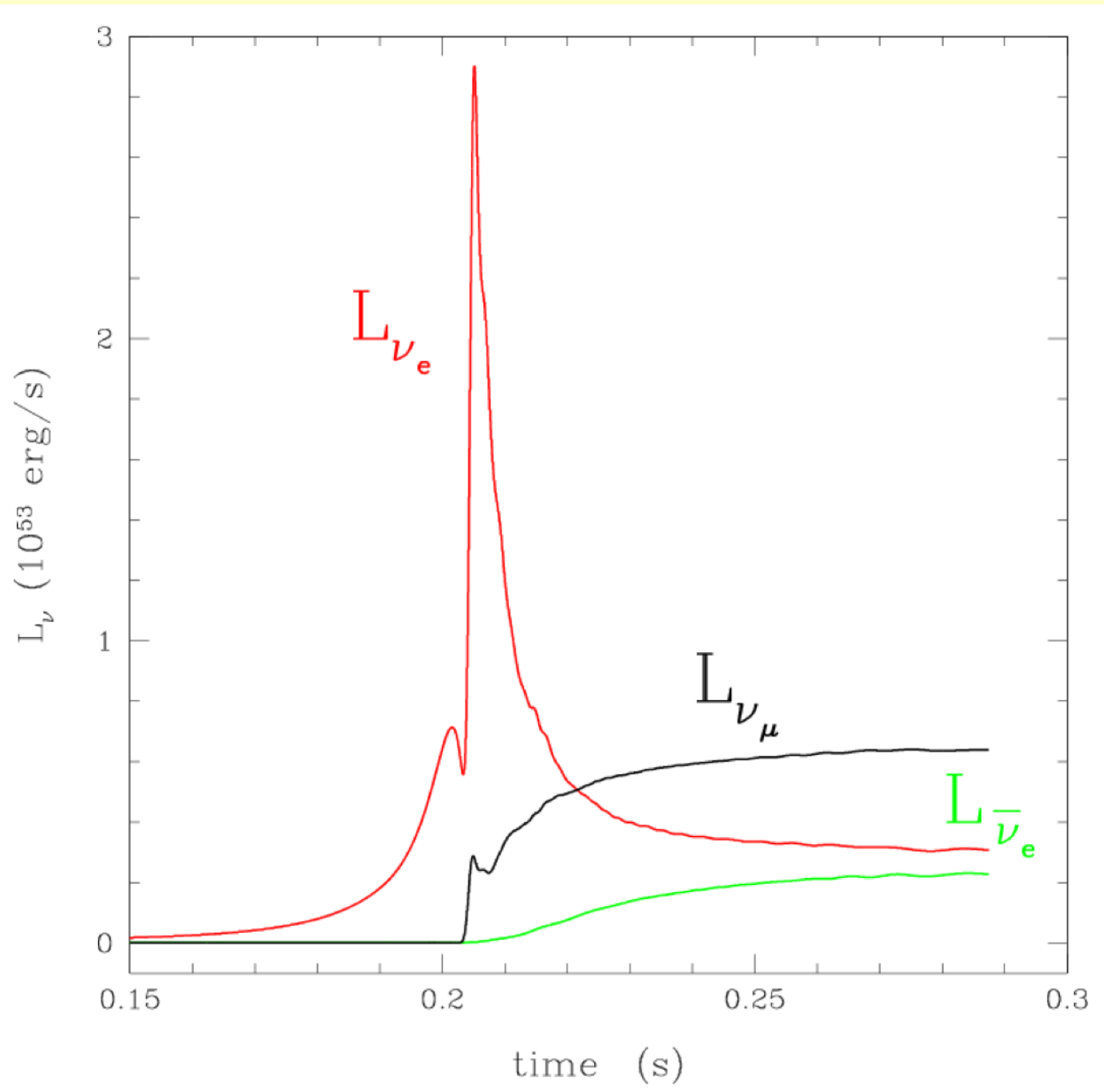
# Ewolucja: finał



Niestabilność jądra Fe  
 Zapadanie, neutronizacja  
 Powstanie NS  
 „Odbicie” spadającej materii  
 Ekspandująca otoczka =  
 supernowa

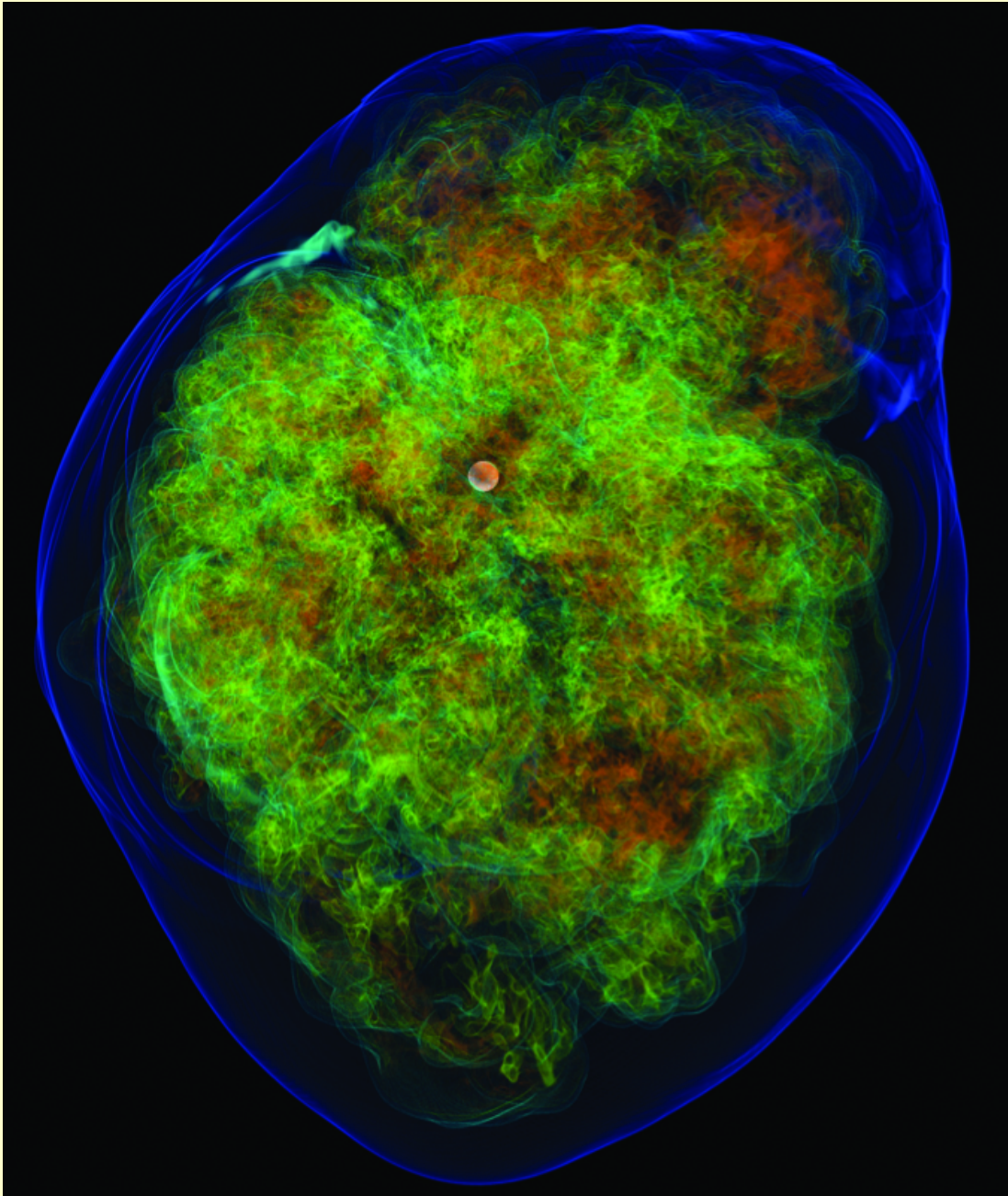
[Janka et al. (2007)  
 Phys.Rep. 442,48]

# Ewolucja: finał



Neutrino, początkowo uwięzione przez materię, stanowią istotny element mechanizmu jej rozpędzania

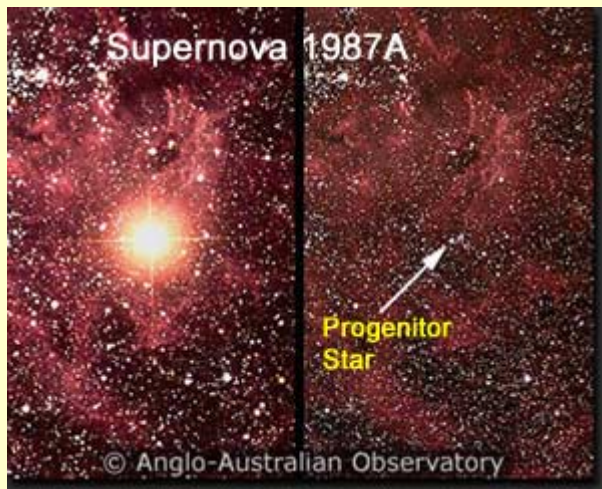
# Ewolucja: finał



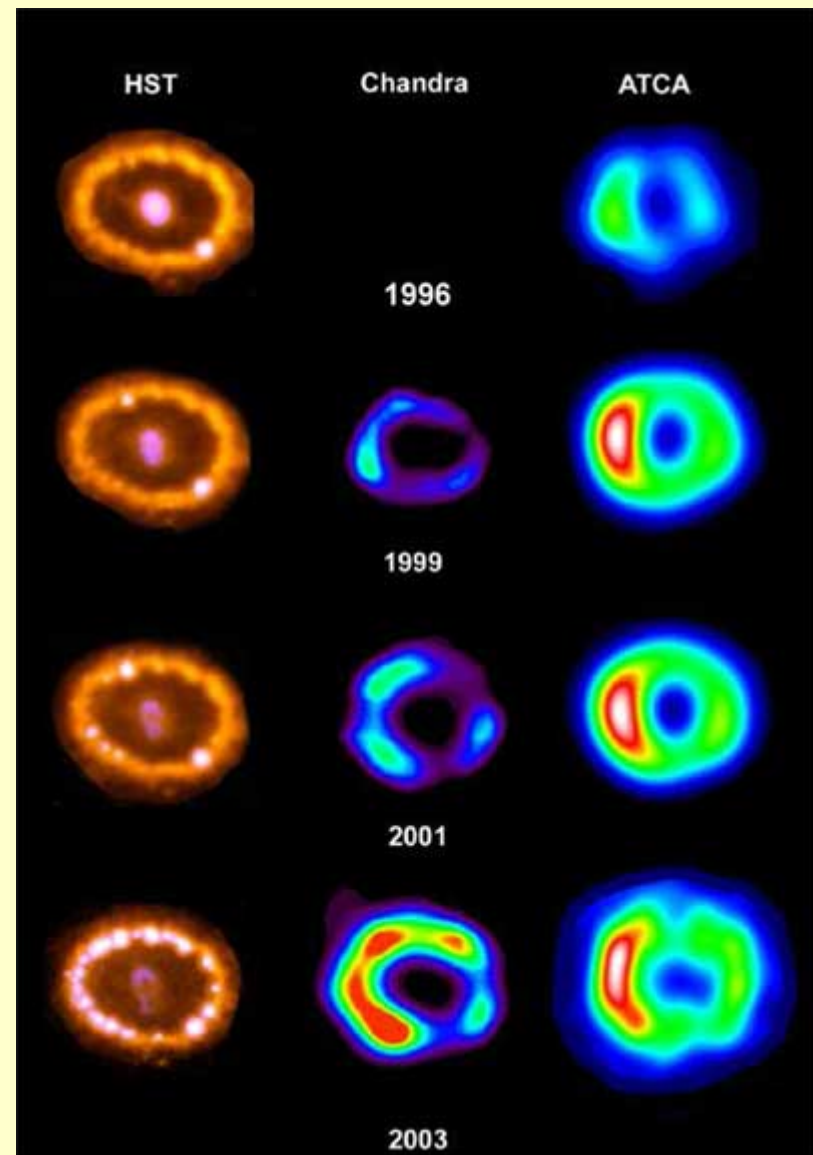
Rozkład materii w promieniu  $\sim 1000$  km wokół NS w 0.2 s od początku wybuchu. Na niebiesko: czoło fali uderzeniowej

[Burrows arXiv:1210.4921; Nordhaus et al. (2010) ApJ 720, 694]

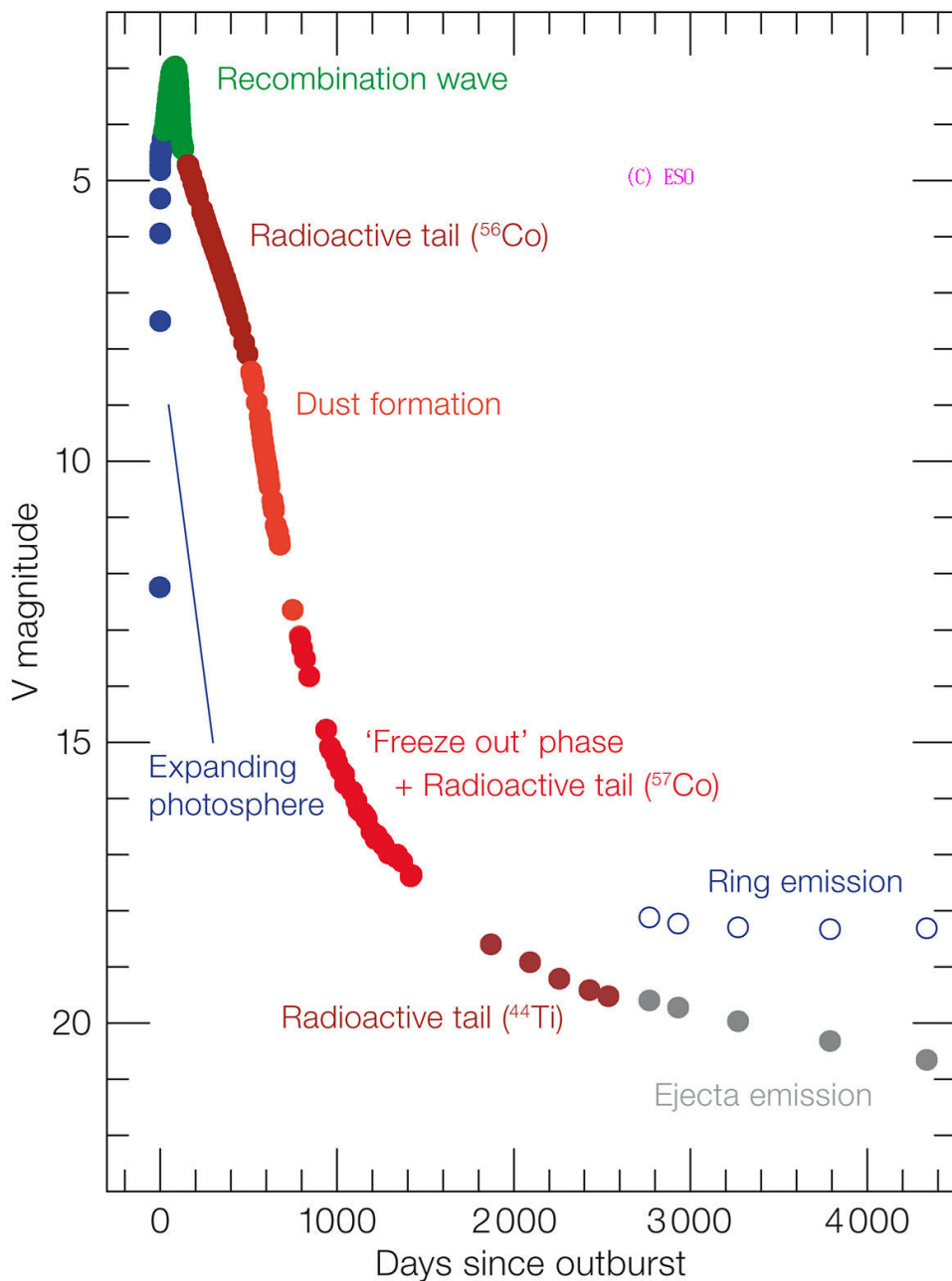
# Ewolucja: finał



- SN1987a w Obłokach Magellana
- obserwacje neutrin
  - obserwacje ekspandującej otoczki
  - brak NS/pulsara !



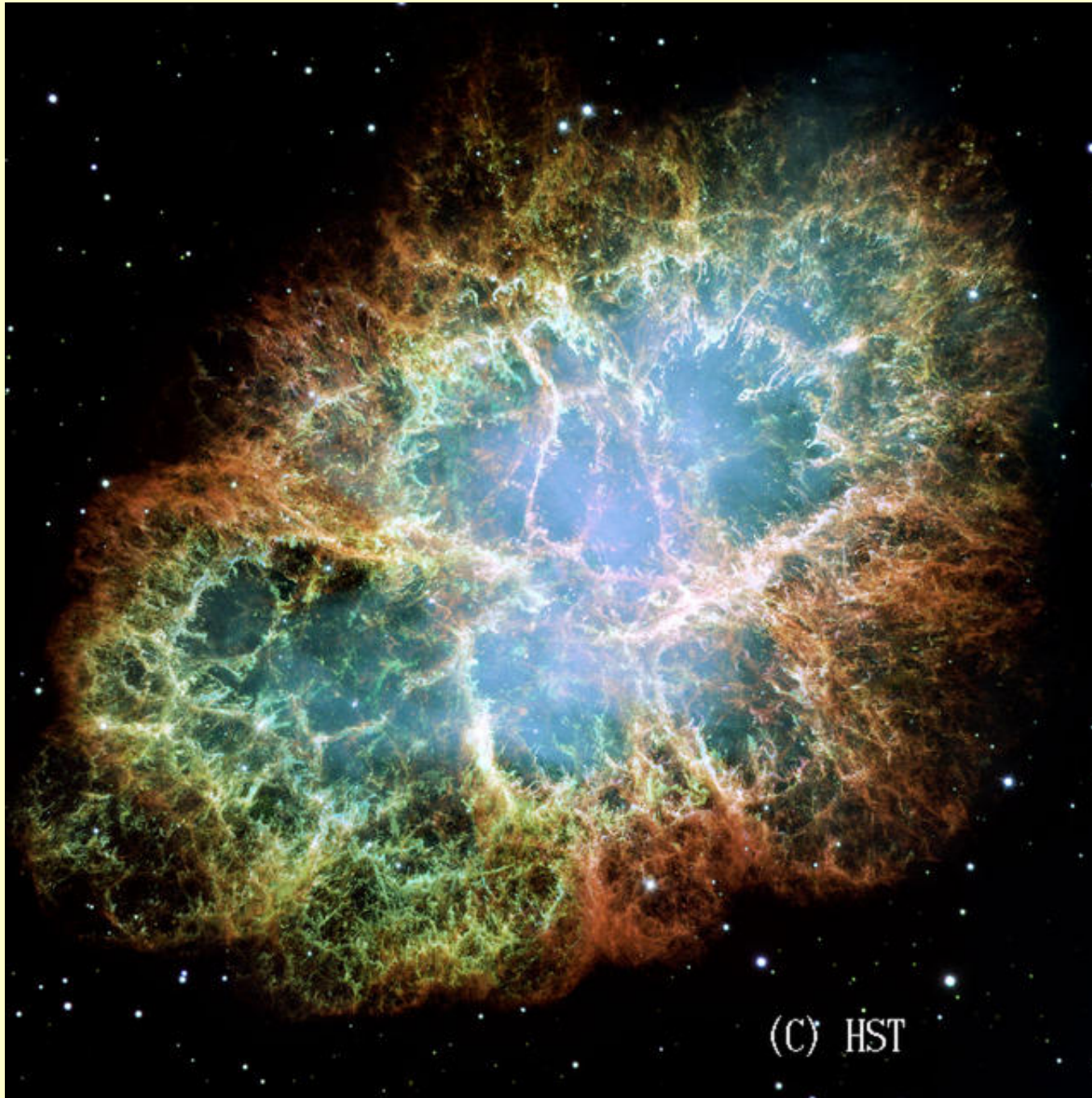
# Ewolucja: finał



Krzywa zmian blasku SN 1987a. Zaznaczono schematycznie główne źródła energii promieniowania w poszczególnych fazach ekspansji. Pierwotnym źródłem jest energia grawitacyjnego zapadania. Nie zaobserwowano gwiazdy neutronowej (pulsara) w miejscu wybuchu SN 1987a.

SN1987a w Obłokach Magellana

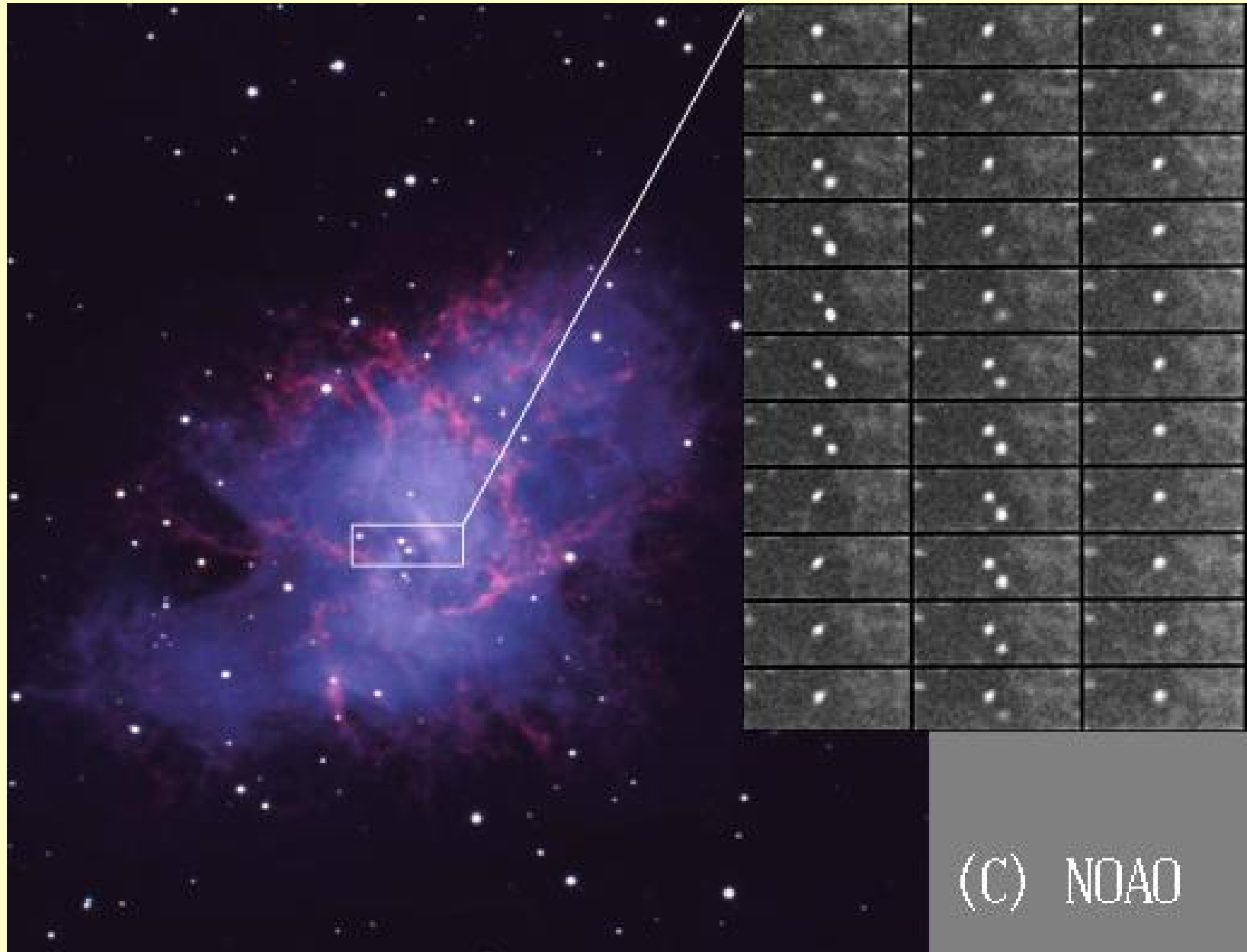
# Ewolucja: finał



Pozostałość po  
supernowej z 1054 r.:  
Mgławica w Krabie

(C) HST

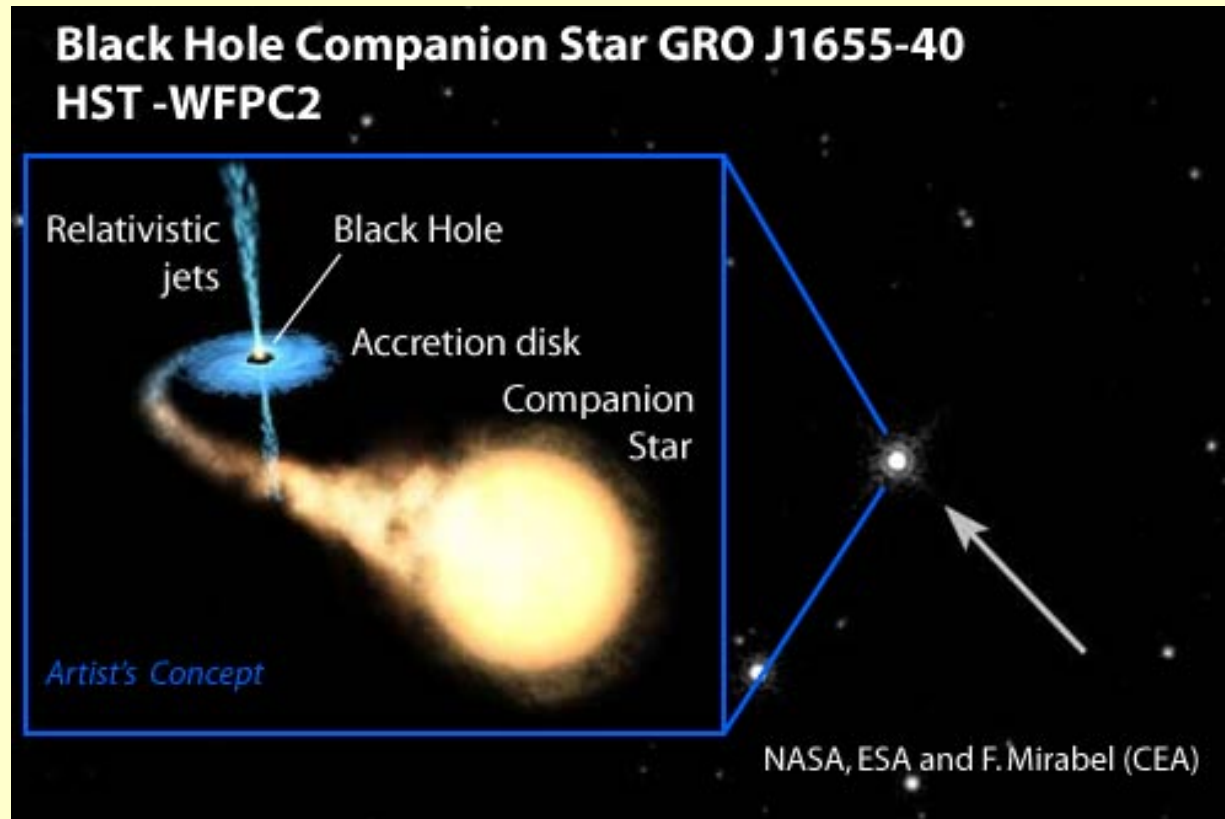
# Ewolucja: finał



Optyczne obrazy pulsara (czyli gwiazdy neutronowej) w M1



# Ewolucja: finał



Izolowane czarne dziury są **nieobserwowalne**.

W układach podwójnych (o czym w przyszłości) możliwe jest promieniowanie z otoczenia BH dzięki **akrecji**. Obraz powyższy jest rezultatem domniemań wynikających z obserwacji widma i zmienności źródła.

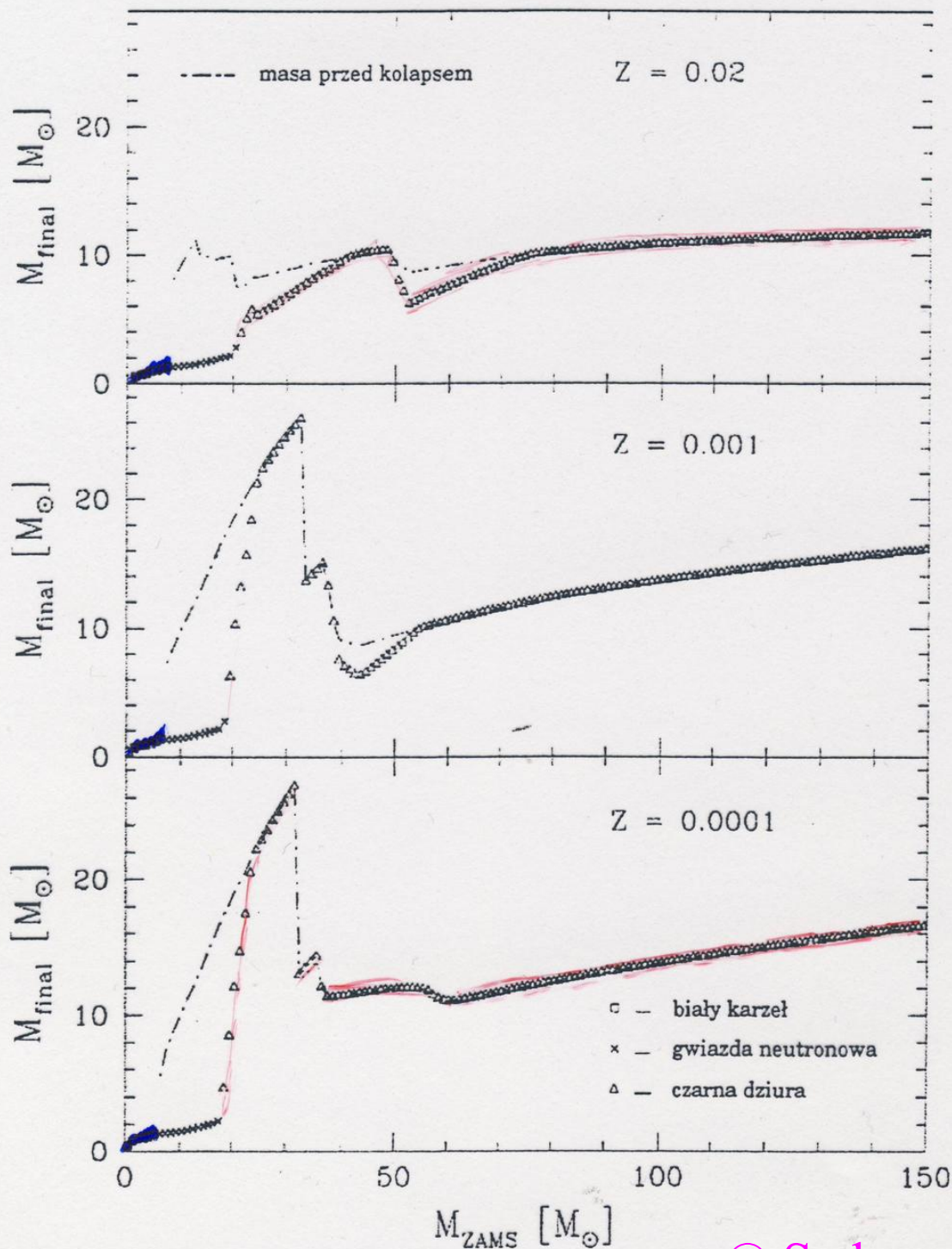
# Ewolucja: finał

<0.08 brązowy karzeł – cykl p-p **nigdy**

Mass( $M_{\odot}$ )	Lifetime	Final Fate
< 0.8	$> 1/H_0$	still in MS or pre-MS
0.8-8	0.03-15 Gyr	CO WD 0.5-1.1 $M_{\odot}$
8-11	10-30 Myr	ONeMg WD $\sim 1.3M_{\odot}$
11-100	1-10 Myr	Fe core 1.2-2.5 $M_{\odot}$ , collapse in NS or BH
> 100	$\leq 1$ Myr	O core suffers pair instability, BH or complete disruption

(C) Straniero & Piersanti (2003)

# Ewolucja: finał



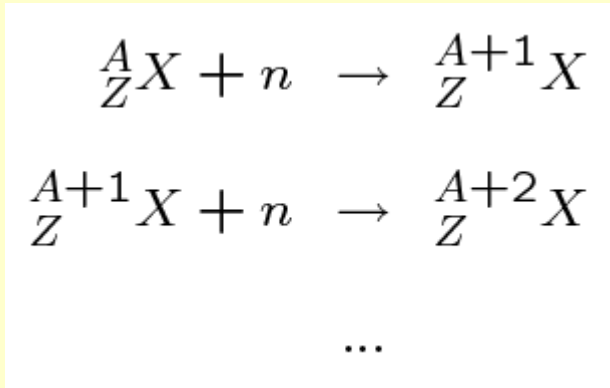
Zależność masy finalnego produktu ewolucji gwiazdy od jej masy w momencie zapoczątkowania reakcji termojądrowych.

Zjawisko supernowej występuje, gdy masa przed kolapsem jest wyższa od końcowej.

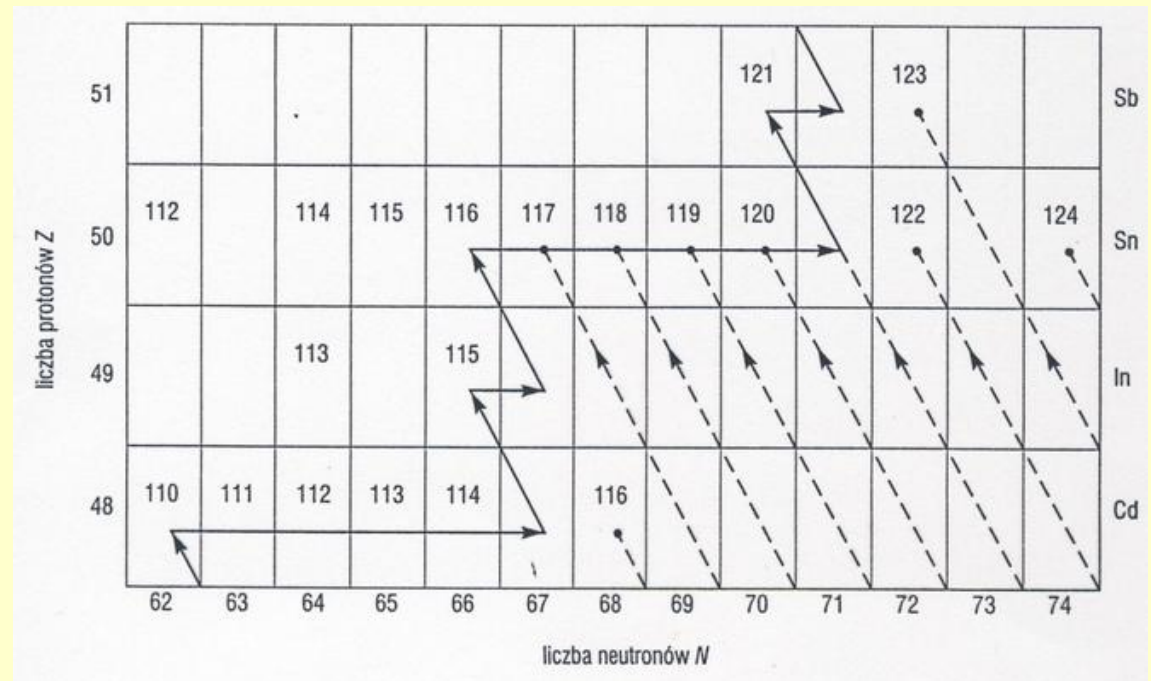
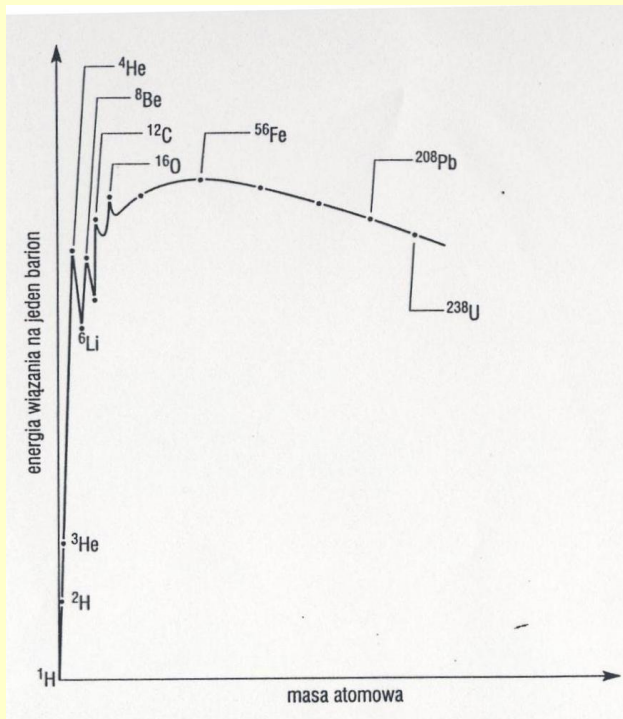
# Ewolucja gwiazd a nukleosynteza

- Materia tworząca WD, NS I BH - „uwięziona na zawsze”
- Materia odrzucana przez wiatry – początkowy skład chemiczny
- Materia mgławic planetarnych – wzbogacona w pierwiastki średnich mas atomowych
- Materia w pozostałościach SN – zawiera pierwiastki o najwyższych masach atomowych
- (Pochodzenie **helu** wiąże się z wczesnymi etapami ewolucji Wszechświata – zajmiemy się tym później)

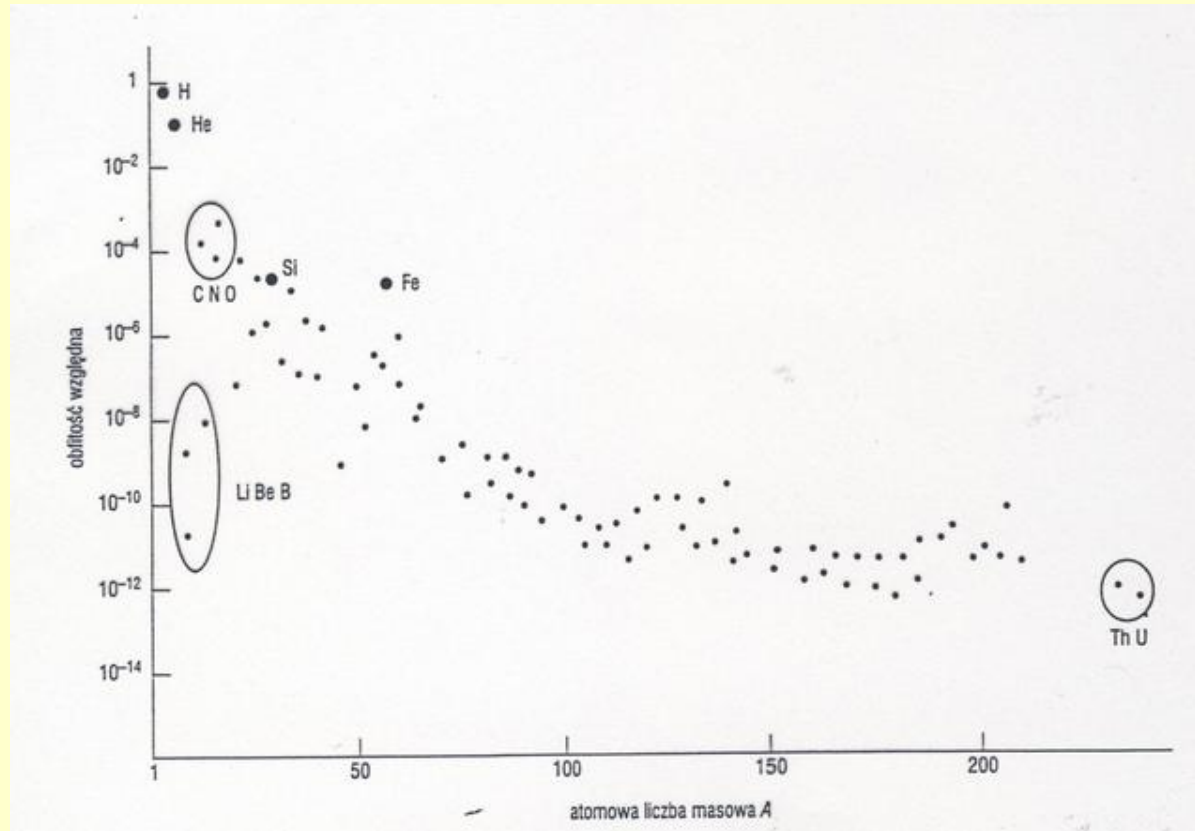
# SN a nukleosynteza



Brak równowagi, obecność neutronów, gwałtowność procesów ==> **szybki wychwyty neutronów** podczas SN (kosztem energii wybuchu)

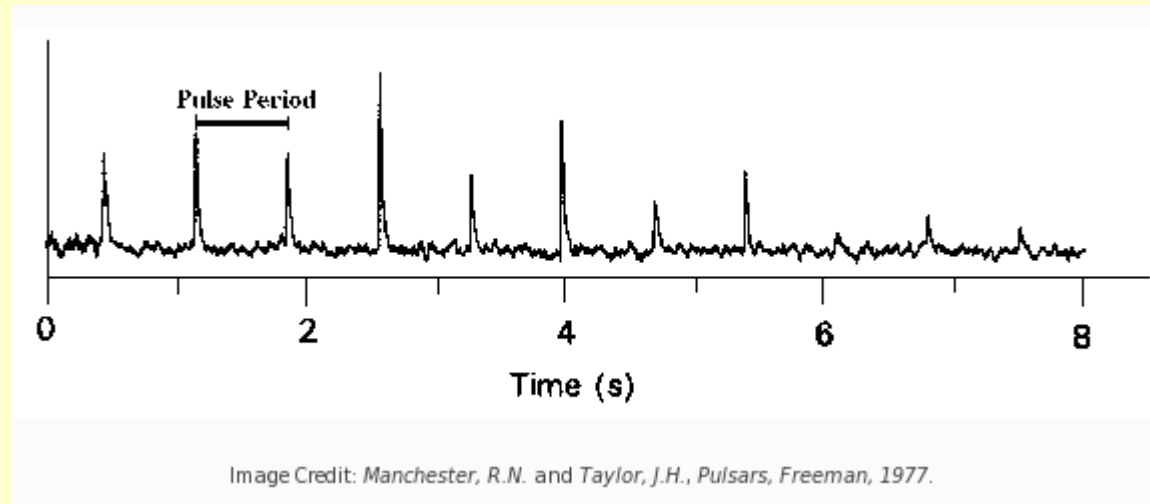


# SN a nukleosynteza



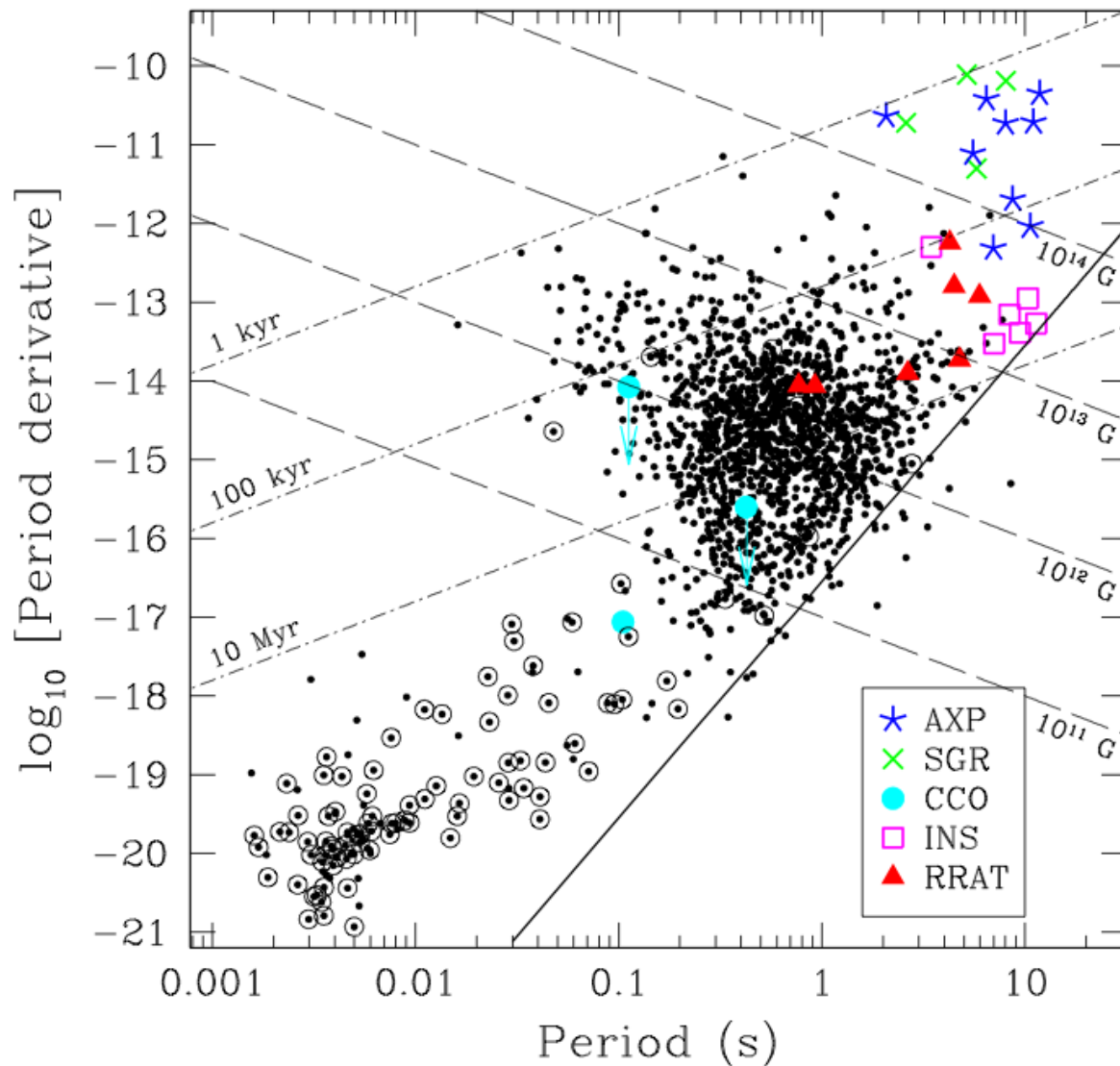
W uproszczeniu: pierwiastki  $A > 56$  powstały podczas **wybuchów SN**.  
Izotopy promieniotwórcze magazynują energię z **wybuchów SN**.

# Pulsary



- „Pulsy” promieniowania radiowego (Hewish i Bell, 1967)
- Okresy milisekundy - sekundy
- Stabilność okresu nawet  $1:10^{19} \implies$  obrót
- Tylko NS mogą wirować tak szybko
- Ale co pulsuje?

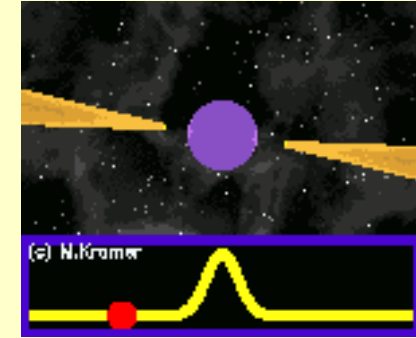
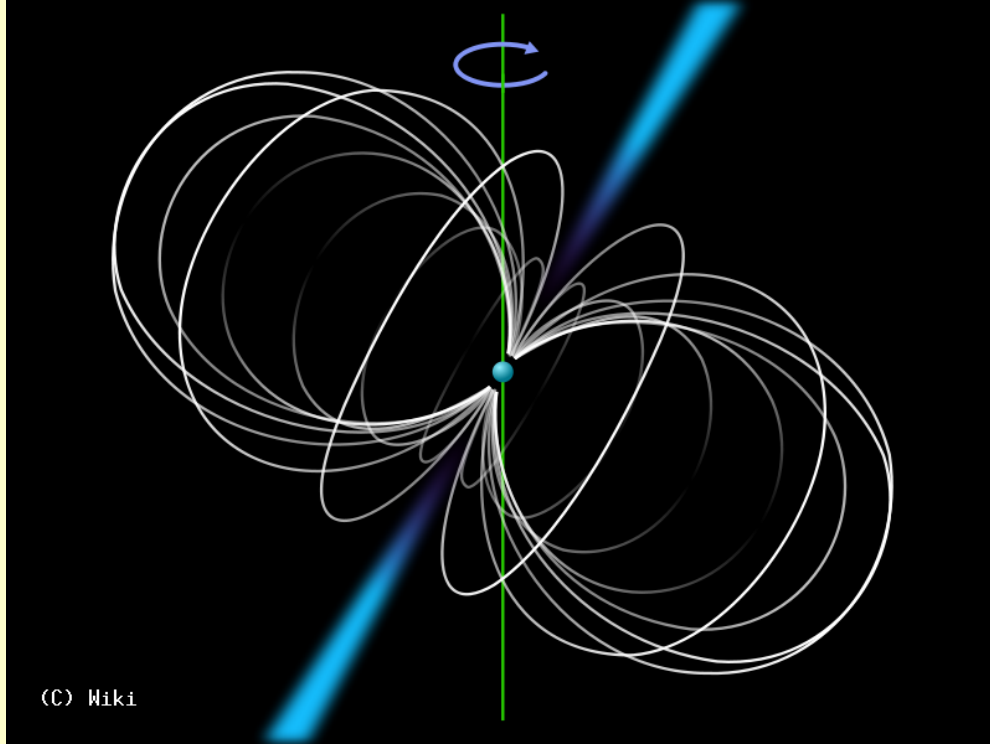
# Pulsary



- Okres i pochodna okresu – obserwowane
- Jeśli to promieniowanie dipolowe – można oszacować B
- ...oraz char. czas ewolucji do „końca obserwowalności”
- Pulsary milisekundowe – rozpedzone przez przepływ masy z drugiego składnika

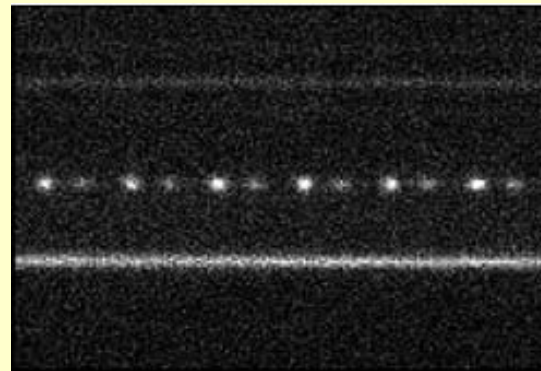


# Pulsary: model latarni morskiej

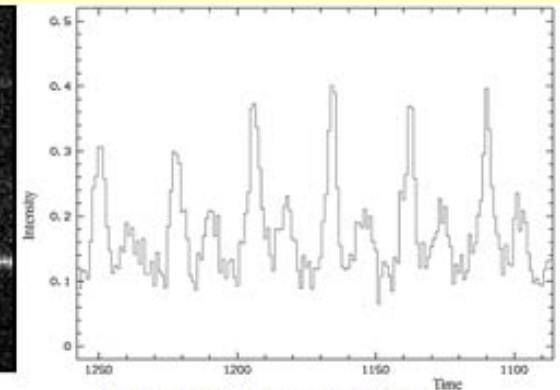


Oś dipola magnetycznego nachylona do osi obrotu  
NS  $10^5$  razy mniejsza  $\implies$  B  $10^{10}$  razy większe niż w typowej gwiazdzie

Pulsar w Krabie (pozostałość po SN z 1054 r) jest widoczny także w dziedzinie optycznej



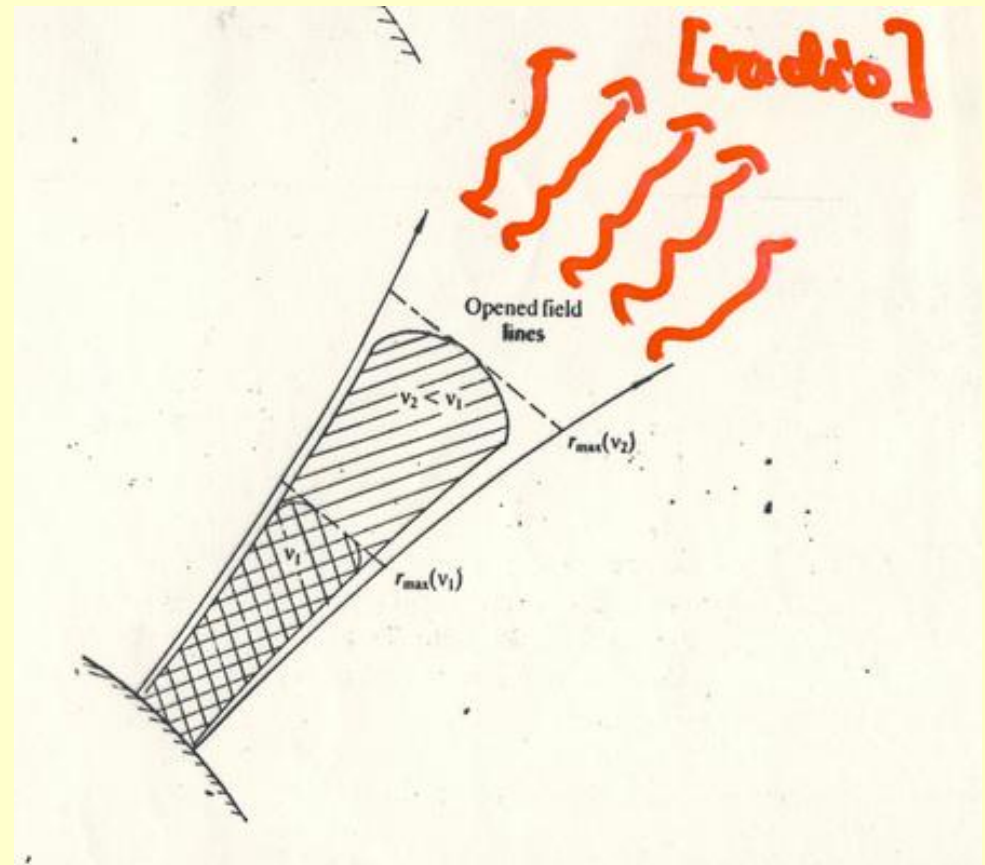
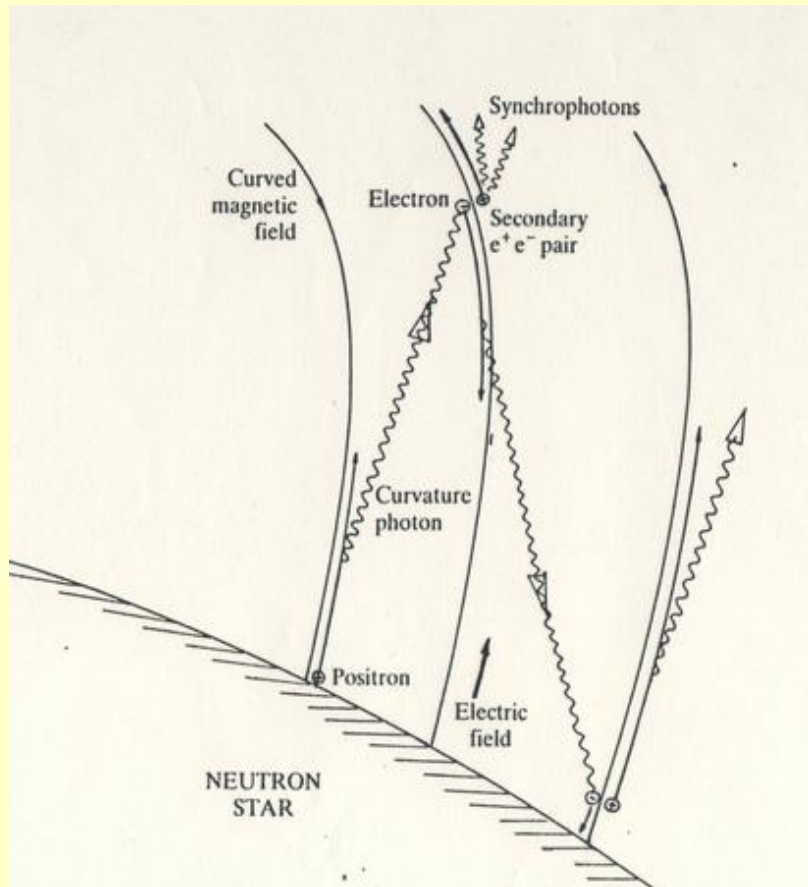
Time Sequence of Crab Pulsar



Light Curve of Crab Pulsar

(VLT KUEYEN + FORS2 + FIERA) © ESO

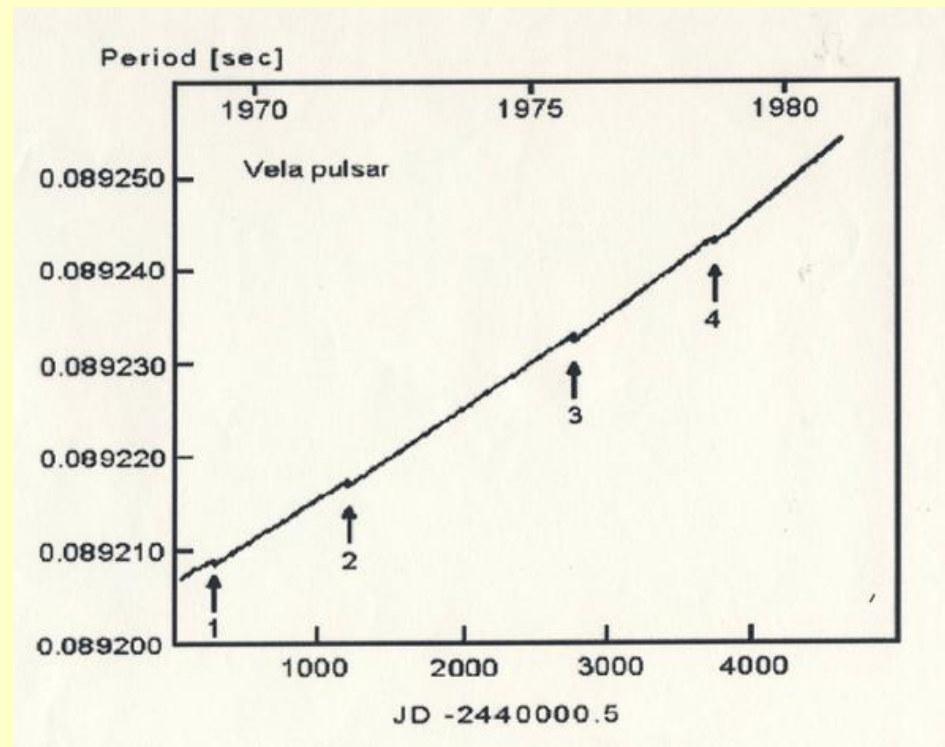
# Pulsary: model emisji



Nad powierzchnią NS b. silne pole  $E \parallel B \implies$  przyspieszanie, promieniowanie gamma, pary  $e^+e^- \implies$  plazma  $e^+e^-$  ....

Ostatecznie: promieniowanie radiowe powstaje dzięki „koherentnym oscylacjom plazmy” w obszarze ponad NS, otoczonym przez otwarte linie pola

# Pulsary: trzęsienia NS



Utrata energii  $\implies$  spowalnianie rotacji  $\implies$  skorupa powinna zbliżyć się kształtem do sfery  
Napężenia kryształu  $\implies$  skorupa jest bardziej elipsoidalna niż wynikałoby to a aktualnego  
tempa rotacji

Wyzwolenie naprężeń  $\implies$  skokowa zmiana kształtu  $\implies$  skokowy spadek I  
 $\implies$  skokowy wzrost tempa rotacji ( $\iff$  skokowy spadek okresu)

# Pulsary

- Szybko rotujące NS
- Energia rotacji: zmagazynowana po kolapsie
- Duże  $B$  ← zachowanie strumienia magnetycznego
- Szybka rotacja ← zachowanie momentu pędu
- Przydatne jako **bardzo dokładne zegary**