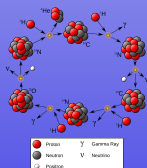


# Podstawy astrofizyki i astronomii

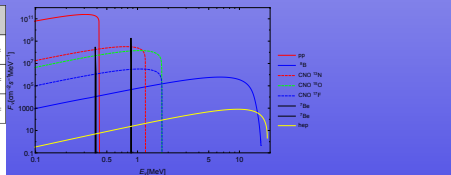
Andrzej Odrzywołek

Zakład Teorii Względności i Astrofizyki, Instytut Fizyki UJ

5 maja 2015

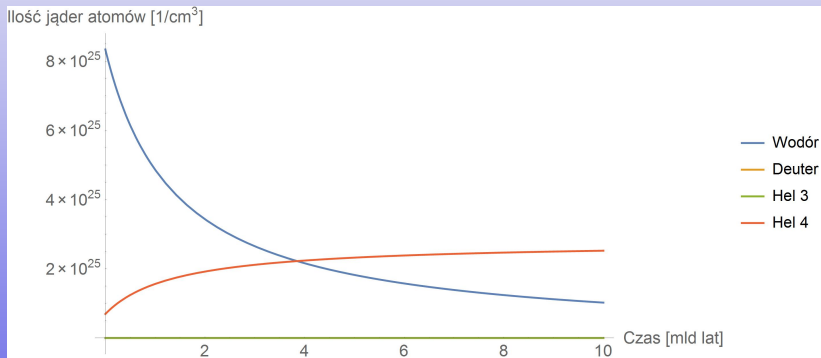


	Be6	Be7	Be8	Be9	
	5e-21 sec	53.3 d	Be-10 sec	Be-9 100%	
	6.01071	7.01693	8.00531	9.01218	
L14	1.15	1.16	1.17	1.18	
Be-23 sec	3e-22 sec	7.58%	92.41%	0.80 sec	
4.872	5.9325	6.01312	7.01680	8.0225	
He3	He4	He5	He6	He7	
6.69132%	99.99999%	7e-22 sec	0.807 sec	3e-21 sec	
3.01605	4.00262	5.01213	6.01689	7.01901	
H1 (p)	H2 (D)	H3 (T)	H4	H5	H6
99.984%	0.015%	12.32 yr	Be-23 sec	x short	3e-22 sec
1.007825	2.01410	3.01605	4.0278	5.035	6.0449
n					
	16.25 min				
	1.008665				



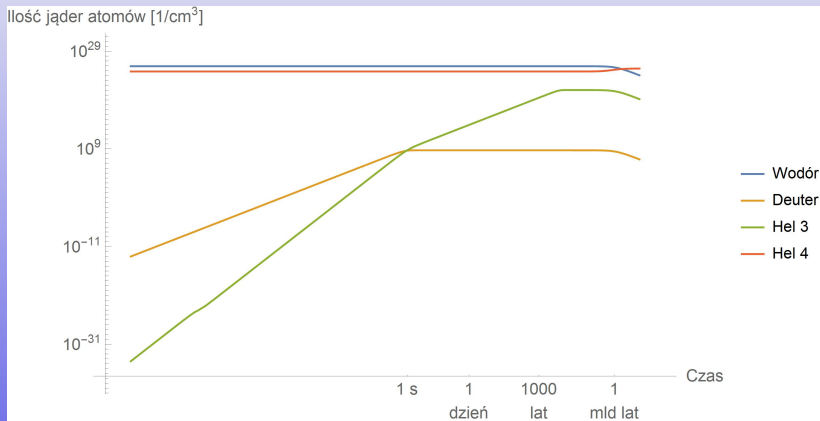
- Gdyby jedyną rolą reakcji termojądrowych było produkowanie energii, to wystarczyłoby obliczyć jej wydajność.
- Reakcje jądrowe zmieniają także powoli skład izotopowy/chemiczny materii
- powyższe tak naprawdę decyduje o ewolucji gwiazdy w długiej skali czasowej: życia i śmierci gwiazdy.
- Także wszystkie neutrino emitowane przez Słońce są pochodzenia nuklearnego.

# Spalanie wodoru w cyklu ppI



$T = 15 \times 10^6$  K,  $\rho = 150$  g/cc, tempo reakcji <http://ie.lbl.gov/astro/friedel.html>

# Spalanie wodoru w cyklu ppI



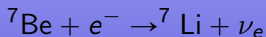
$T = 15 \times 10^6$  K,  $\rho = 150$  g/cc, tempo reakcji <http://ie.lbl.gov/astro/friedel.html>

Obliczenie widma energetycznego neutrin słonecznych wymaga bardzo szczegółowego rozpatrzenia spalania wodoru:

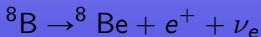
- cykl *ppI*
- cykl *ppII*
- cykl *ppIII*
- cykl CNO

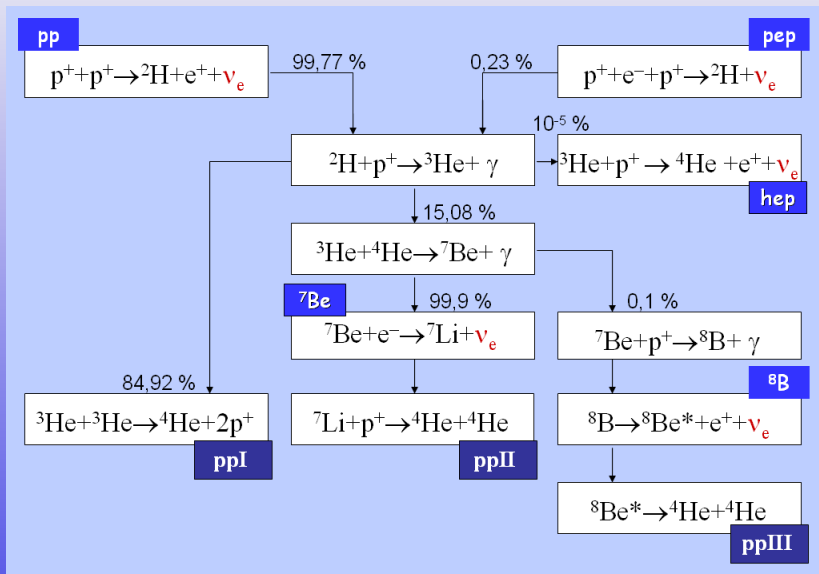
Wszystkie neutrina (w tym *pp* i *hep*) pochodzą z rozpadów  $\beta$  jąder. W Słońcu występują dwa typy takich reakcji, na przykład:

- 1 *ppII*: wychwyt elektronu (*neutrino berylowe, pep*)



- 2 *ppIII*: rozpad  $\beta^+$  (*neutrino borowe, pp, hep, CNO*)

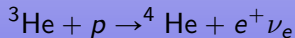




# Typy widma neutrinowego ze Słońca

	ciągłe	liniowe
rozpad $\beta^+$	${}^8\text{B}$ , $pp$ , $hep$ , CNO	—
wychwyt $\epsilon^-$	—	$pep$ , ${}^7\text{Be}$

- Reakcja  $hep$  jest analogiczna do  $pp$ :



- W cyklu CNO (w Słońcu !) pojawiają się neutrino z rozpadów  ${}^{13}\text{N}$ ,  ${}^{15}\text{O}$  oraz  ${}^{17}\text{F}$ .

# Widmo (anty)neutrinowe z rozpadu neutronu

Funkcyjną postać widma neutrinowego można łatwo zrozumieć analizując rachunek dotyczący prostszych procesów, np:

- rozpad  $\beta$  neutronu:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

- rozpad  $\beta$  mionu:

$$\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

W ogólności prawdopodobieństwo rozpadu  $\beta$  wynosi:

$$\frac{2\pi}{\hbar} \int \langle in|H|out \rangle^2 \delta(E_{in} - E_{out}) dN_e dN_\nu dN_{out}$$

Z rozpadu  $\mu$  otrzymujemy wartość stałej sprzężenia oddziaływań słabych, stałą Fermiego  $G_F$ , natomiast z czasu rozpadu neutronu wartość  $\langle in|H|out \rangle^2$  dla procesów z udziałem protonów, neutronów, elektronów i neutrin. Dalej zakładam, że  $\langle in|H|out \rangle^2 \propto M^2$  jest znaną wielkością liczbową.



# Widmo (anty)neutrinowe z rozpadu neutronu

Zakładam, że proton i neutron spoczywa, czyli ilość stanów końcowych protonu wynosi 1. Pozostaje całkowanie po ilości stanów końcowych elektronów  $dN_e = d^3 p_e / h^3$  i neutrin  $dN_\nu = d^3 p_\nu / h^3$ :

$$\int \delta(m_n - m_p - E_e - E_\nu) d^3 p_e d^3 p_\nu.$$

Przechodzimy do układu sferycznego i całkując po wszystkich kierunkach elektronów i neutrin mamy:

$$\int \delta(m_n - m_p - E_e - E_\nu) 4\pi p_e^2 dp_e 4\pi p_\nu^2 dp_\nu.$$

Dla elektronów  $E_e^2 - p_e^2 = m_e^2$ , dla neutrin  $E_\nu = p_\nu$  ( $c = 1$ ). Całkowanie delty Diraca sprowadza się do wyrugowania energii elektronu, bądź neutrina. W teorii rozpadu  $\beta$  na ogół ruguje się  $E_\nu$ , my robimy odwrotnie:

$$E_e = Q - E_\nu, \quad \text{gdzie: } Q = (m_n - m_p)c^2$$

czyli całkowite tempo rozpadu jest proporcjonalne do:

$$\lambda \propto \int_0^{Q-m_e} \sqrt{(Q - E_\nu)^2 - m_e^2} (Q - E_\nu) E_\nu^2 dE_\nu$$

# Widmo neutrin z procesów $\beta$

Wychwyty elektronu:

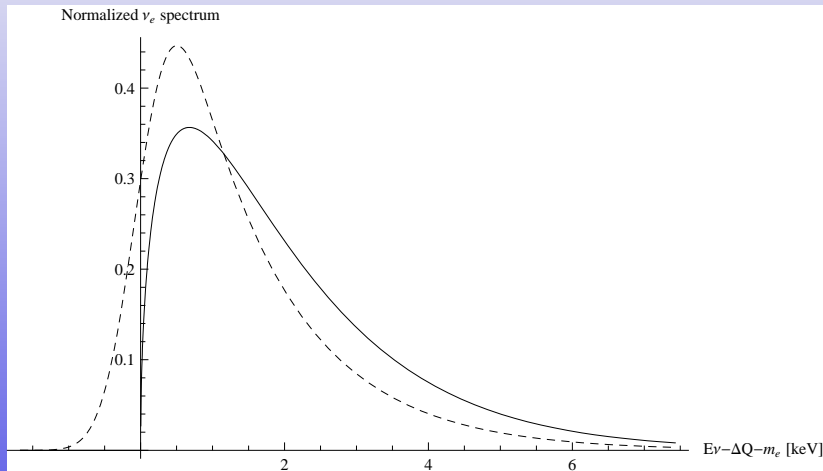
$$\frac{dF_\nu}{d\mathcal{E}_\nu} \propto \frac{\mathcal{E}_\nu^2 (\mathcal{E}_\nu - \Delta Q) \sqrt{(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q)^2 - m_e^2}}{1 + \exp[(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q - \mu)/kT]} \Theta(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q - m_e) \quad (1)$$

Rozpad  $\beta^+$ :

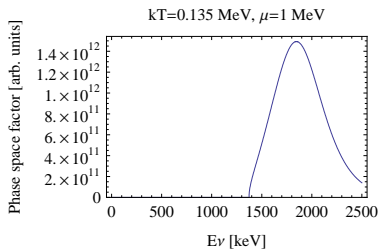
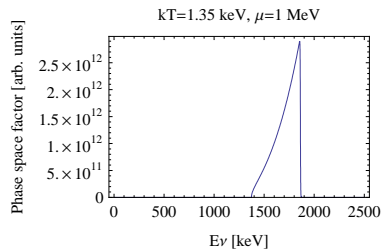
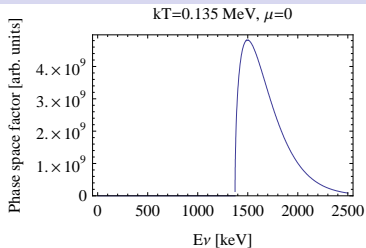
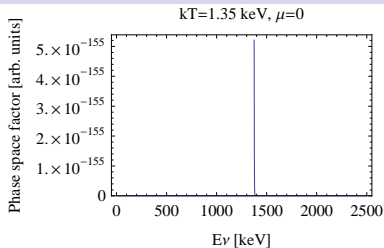
$$\frac{dF_\nu}{d\mathcal{E}_\nu} \propto \frac{\mathcal{E}_\nu^2 (\Delta Q - \mathcal{E}_\nu) \sqrt{(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q)^2 - m_e^2}}{1 + \exp(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q + \mu)/kT} \Theta(\Delta Q - m_e - \mathcal{E}_\nu) \quad (2)$$

W przypadku Słońca gaz elektronowy jest niezdegenerowany ( $\mu = 0$ ), a jego temperatura znacznie niższa niż różnice mas jąder ( $\Delta Q \gg kT$ ). Powoduje to, że pierwsze widmo wygląda prawie jak  $\delta$  Diraca, natomiast drugie to prosta funkcja algebraiczna (licznik we wzorze powyżej).

# Widmo neutrin berylowych



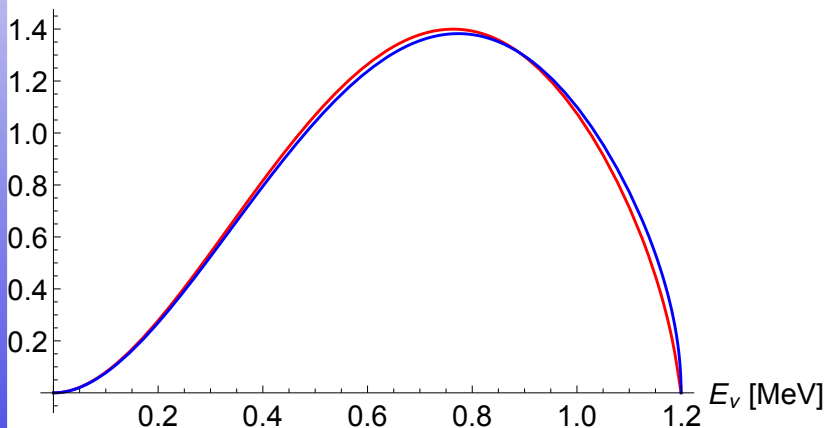
# Widmo neutrin berylowych



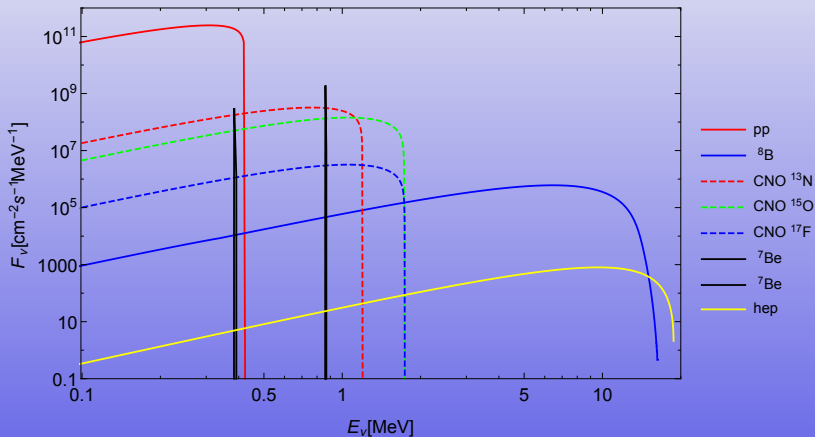
# Widmo neutrin z rozpadu $\beta^+$ $^{13}\text{N}$ (cykl CNO)

$$\frac{dF_\nu}{d\mathcal{E}_\nu} \propto \mathcal{E}_\nu^2 (\Delta Q - \mathcal{E}_\nu) \sqrt{(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q)^2 - m_e^2}$$

Znormalizowane do 1 widmo  $\nu_e$  z rozpadu  $^{13}\text{N}$



# Kompletne (prawie) widmo neutrin słonecznych



Problemem neutrin słonecznych nazywamy duży (aż do 50%) deficyt neutrin obserwowanych na Ziemi w porównaniu z teorią budowy gwiazdy.

Współczesne wyjaśnienie:

- neutrina są produkowane zgodnie z modelem Słońca i znanymi sieciami reakcji termojądrowych
- neutrina posiadają masę
- produkowane są w stanie kwantowym  $\nu_e$ , który nie posiada dobrze określonej masy, a propagują się jako stany własne masy, czyli są superpozycją  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$
- po drodze od centrum stany kwantowe ulegają mieszaniu, zarówno w Słońcu (poprzez oddziaływanie z elektronami, tzw. oscylacje w materii), jak i w próżni, a także wewnątrz Ziemi
- część neutrin, które narodziły się jako elektronowe, staje się mionowymi/taonowymi i nie jest wykrywana w niektórych detektorach

Obecnie uważa się, że problem neutrin słonecznych został (prawie) rozwiązany.

# Propagacja neutrin

- 1 neutrina są produkowane i wykrywane jako  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$
- 2 neutrina poruszają się jako stany własne masy:  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$
- 3 człon kinetyczny w funkcji Lagrange'a ma postać odpowiednio:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_{ee} & m_{e\mu} & m_{e\tau} \\ m_{\mu e} & m_{\mu\mu} & m_{\mu\tau} \\ m_{\tau e} & m_{\tau\mu} & m_{\tau\tau} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

lub:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \nu_1, \nu_2, \nu_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Macierz  $3 \times 3$  opisującą przejście od stanów o określonej masie do stanów o określonym zapachu nazywamy *macierzą mieszania neutrin*.



## Przybliżenie 2 zapachów

Aby nie zaciemniać opisu, ograniczymy się do mieszania  $\nu_e$  i  $\nu_\mu$ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & -\sin \theta_{12} \\ \sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Ponieważ neutrina są skrajnie relatywistyczne, możemy uprościć zależność:

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} = p \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} \simeq p \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{m^2}{p^2} \right) = p + \frac{m^2}{2p}, \quad E \simeq p$$

Neutrino o masie  $m_1$  i  $m_2$  propagują się niezależnie, a funkcja falowa mnożona jest przez fazę. Zakładając, że pędy obu neutrino są identyczne, otrzymujemy wynik:

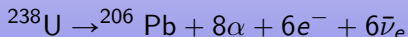
$$e^{-i/\hbar(Et - \vec{p} \cdot \vec{r})} \simeq e^{-i/\hbar \frac{m^2}{2p} r}$$

Różnica fazy jest proporcjonalna do  $r/L$  gdzie,  $r$  - odległość od Słońca, *długość mieszania neutrino*  $L = \frac{2p}{\Delta m^2}$ , natomiast  $\Delta m^2$  jest **różnicą** mas neutrino.

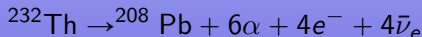
Podobnie jak Słońce emituje neutrino elektronowe  $\nu_e$  w rozpadach  $\beta^+$ , Ziemia emituje głównie **antyneutrino** elektronowe  $\bar{\nu}_e$  z rozpadów  $\beta^-$ . Strumień  $\nu_e$  jest mały, ale niezerowy.

Główne źródła:

- 1 szereg uranowy: kaskada rozpadów zaczynająca się od  $^{238}\text{U}$ :



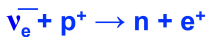
- 2 szereg torowy: kaskada rozpadów zaczynająca się od  $^{232}\text{Th}$



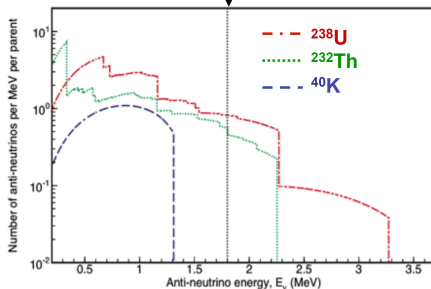
- 3 rozpad potasu  $^{40}\text{K}$ :



# Geo-neutrinos



1.8 MeV Energy Threshold



1 $\alpha$ , 1 $\beta$



5 $\alpha$ , 2 $\beta$



2 $\alpha$ , 3 $\beta$



1 $\alpha$ , 1 $\beta$



4 $\alpha$ , 2 $\beta$



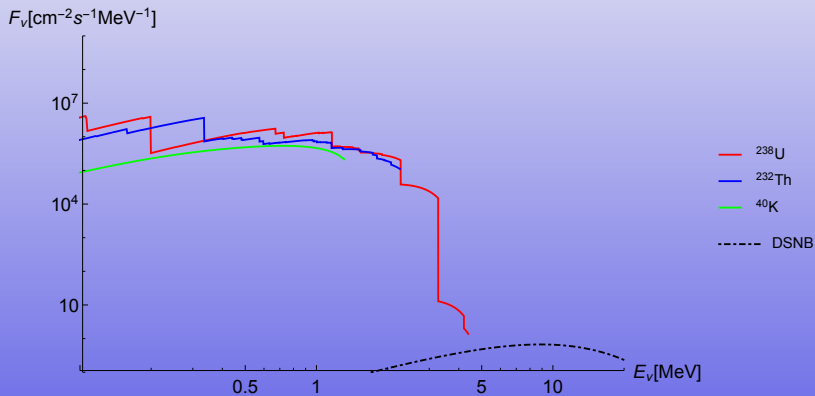
1 $\alpha$ , 1 $\beta$



1 $\beta$



# Geoneutrino: widmo energetyczne



Dosyć szczegółowo omówiliśmy zasady na jakich oparty jest model Słońca. Jak wygląda ono na tle innych?

## Definicja gwiazdy

Obiekt, który przez większość życia spala wodór w reakcjach termojądrowych.

Minimalna masa kuli „wodorowej” powodująca zapłon reakcji spalania wodoru:

$$M_* > 0.08M_{\odot}$$

Minimalna masa pozwalająca na spalanie deuteru:

$$M_b > 0.01M_{\odot} \simeq 13M_J$$

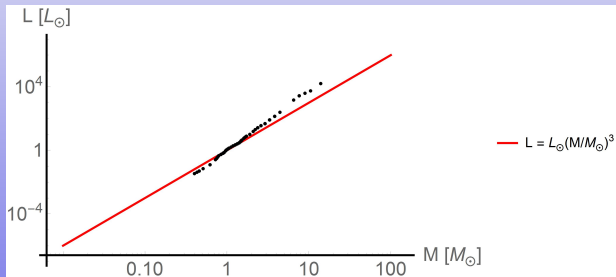
Obiektu o masie  $0.01M_{\odot} < M < 0.08M_{\odot}$  nie zaliczamy do gwiazd. Określany jest jako *brązowy karzeł*. Jeszcze lżejsze obiekty gazowe zaliczamy do planet typu Jowisza. Granice te nie są ostro zdefiniowane.

Maksymalna masa gwiazdy to około  $100 M_{\odot}$ .

# Zależność masa - jasność

Charakterystyczną cechą gwiazd jest szybki wzrost jasności  $L$  z masą  $M$ :

$$L \propto M^3$$



Jasność krytyczną, przy której przyspieszenie nadawane materii przez pochłonięte promieniowanie jest równe przyspieszeniu grawitacyjnemu nazywamy *jasnością Eddingtona*:

$$g_{\text{grav}} = g_{\text{rad}}, \quad g_{\text{grav}} = \frac{GM}{R^2}, \quad g_{\text{rad}} = \frac{\kappa}{c} \frac{L}{4\pi R^2}$$

Ponieważ ilość dostępnego paliwa jest ułamkiem rzędu 0.1 masy  $M$ , czas życia gwiazdy masywniejszej jest krótszy:

$$t = \frac{10^{10}}{(M/M_{\odot})^2} [\text{lat}]$$

np:

- $M = 0.1M_{\odot}$ ,  $t = 1$  bilion lat (znacznie więcej od wieku Wszechświata 14 mld lat)
- $M = 1M_{\odot}$ ,  $t = 10$  mld lat
- $M = 10M_{\odot}$ ,  $t = 100$  mln lat
- $M = 100M_{\odot}$ ,  $t = 1$  mln lat

Masywne gwiazdy stosują się do maksymy: żyj szybko, umieraj młodo!

- Prawdopodobieństwo powstania gwiazdy o masie w zadanym przedziale, np:  $1M_{\odot} < M < 2M_{\odot}$  określa funkcja IMF (*initial mass function*).
- Masę gwiazdy w momencie narodzin określamy jako masę ZAMS (Zero Age Main Sequence)

Konkretna postać IMF powinna wynikać z teorii powstawania gwiazd. W praktyce stosuje się rozkłady potęgowe:

$$\frac{dN}{dM} \propto m^{\alpha}$$

- $\alpha = -2.35$  dla  $m > M_{\odot}$  (tzw. IMF Salpetera)
- $\alpha = -1.3$  dla  $m < M_{\odot}$

Ilość gwiazd gwałtownie maleje z masą. Całkując IMF od 1 do 100  $M_{\odot}$ , dostajemy że: 60% gwiazd ma masę od 1 do 2  $M_{\odot}$ , 96% poniżej 10  $M_{\odot}$  i tylko 4% powyżej 10  $M_{\odot}$ .



# Klasyfikacja widmowa

Sposobem na uporządkowanie zbioru gwiazd jest *klasyfikacja widmowa*.

Jest ona technicznym określeniem na przypisanie oznaczeń literowo-liczbowych temperaturze gwiazdy

Zapamiętanie sekwencji ułatwia zdanie:

Oh

Be

A

Fine

Girl

Kiss

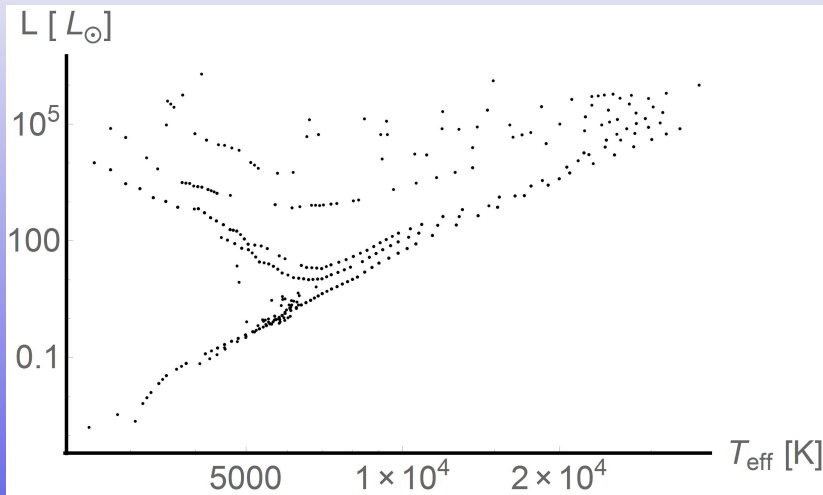
Me

234 6 Equations of Equilibrium and Stellar Evolution

Table 6.1. Relationship between spectral class and surface temperature ( $T_{\text{ef}}$ ) for the main sequence stars (ms), giants (g) and supergiants (sg)

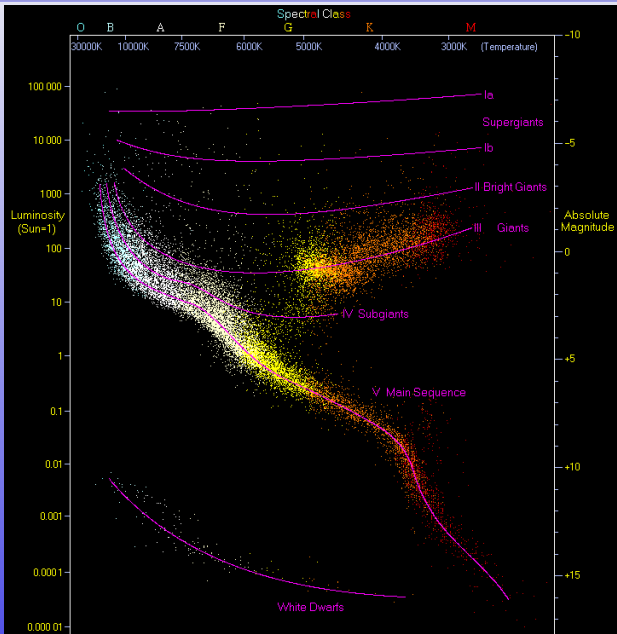
Spectral Class	$T_{\text{ef}}$ ms	$T_{\text{ef}}$ g	$T_{\text{ef}}$ sg
O3	52 500	50 000	47 300
O6	41 000	39 500	39 000
O9	33 000	32 000	32 600
B0	30 000	29 000	26 000
B2	22 000	20 300	18 500
B5	15 400	15 000	13 600
B7	13 000	13 200	12 200
B9	10 500	11 000	10 300
A0	9 520	10 100	9 730
A3	8 720	8 600	8 770
A8	7 580	7 450	7 950
F0	7 200	7 150	7 700
F2	6 890	6 870	7 350
F8	6 200	6 150	6 100
G0	6 030	5 850	5 550
G2	5 860	5 450	5 200
G8	5 570	4 900	4 600
K0	5 250	4 750	4 420
K2	4 900	4 420	4 250
K5	4 350	3 950	3 850
K7	4 060	3 850	3 700
M0	3 850	3 800	3 650
M3	3 470	3 530	3 200
M6	3 050	3 240	2 600
M8	2 640	-	-

# Diagram HR (Hertzsprung–Russella)



UWAGA: typowo na diagramie HR oś temperatury ma przeciwny zwrot!

# Ciąg główny



Charakterystyczną cechą odróżniającą ewolucję licznych typów gwiazd od Słońca, szczególnie masywnych, jest szybka utrata masy. Jej powodami mogą być:

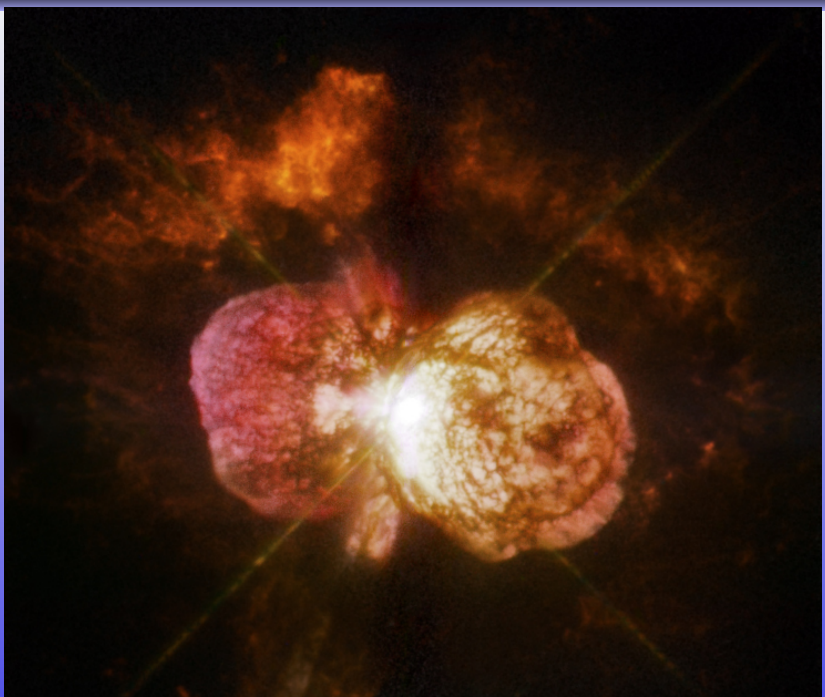
- 1 wiatr gwiazdowy, ciśnienie promieniowania
- 2 wymiana masy w układzie podwójnym
- 3 aktywność magnetyczna, rotacja

Tempo stacjonarnej utraty masy oznaczamy jako  $\dot{M}$  i wyrażamy w  $M_{\odot}/\text{rok}$ . Dla Słońca:

$$\dot{M} \simeq 3 \times 10^{-14} M_{\odot} [1/\text{rok}]$$

Przykłady:

- gdy masa ZAMS gwiazdy pojedynczej wynosi  $15 M_{\odot}$ , opuszcza ona ciąg główny z masą  $12 M_{\odot}$  po czasie 45 mln lat –  $\dot{M} \simeq 10^{-9} M_{\odot}/\text{rok}$
- istnieją gwiazdy, np: LBV, które w podobny sposób tracą większość masy, a tempo sięga  $\dot{M} \simeq 10^{-4} M_{\odot}/\text{rok}$



Większość ( $>50\%$ ) gwiazd występuje w układach grawitacyjnie związanych z innymi gwiazdami.

- 1) gdy gwiazdy są dostatecznie odległe, ewolucja zachodzi tak samo jak dla gwiazd pojedynczych
- 2) w ciasnych układach, gwiazdy mogą na siebie wpływać poprzez siły pływowe i wymianę masy, a także wiatr gwiazdowy czy napromieniowanie
- 3) w skrajnych sytuacjach może dojść do pochłonięcia (tzw. inspiral) lub rozerwania towarzysza

Obserwujemy liczne gwiazdy zmieniające jasność w sposób okresowy. Przyczyny tego mogą być:

- geometryczne, np: zmienne zaćmieniowe
- fizyczne, np: pulsacje gwiazd lub ich niestabilność
- katastroficzne: nowe, supernowe

Ważną cechą niektórych klas gwiazd pulsujących (np: Cefeidy), jest dobrze znana zależność okres-jasność. Pozwala ona wyznaczyć m.in. odległość do takich gwiazd.

# Metaliczność i populacje gwiazd

W gwiazdach charakteryzujących się inną niż Słońce metalicznością w istotny sposób zmienia się:

- 1 nieprzeźroczystość materii, a zatem także jasność Eddingtona
  - 2 tempo utraty masy
- Gwiazdy podobne do Słońca określamy jako Populację I.
  - Gwiazdy o znacznie mniejszej metaliczności określamy jako Populację II
  - teoretycznie możliwe gwiazdy w ogóle pozbawione metali nazywamy Populacją III

Gwiazdy Pop I to gwiazdy młode, nadal powstające. Gwiazdy Pop II to obiekty pochodzące z odległej przeszłości. Obecnie rozważa się także ewolucję gwiazd III populacji, o składzie pierwotnym, w ogóle nie zawierające metali. Uważa się je za obiekty „wymarłe”, które istniały krótko po Wielkim Wybuchu. W takich gwiazdach m.in. niemożliwy był cykl CNO, a ich masy znacznie przekraczały  $100 M_{\odot}$ .