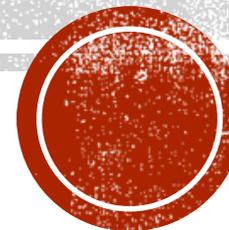


# FÍSICA DE ESTRELAS DE NÊUTRONS

Prof. Rodrigo Negreiros – UFF

XI Escola do CBPF

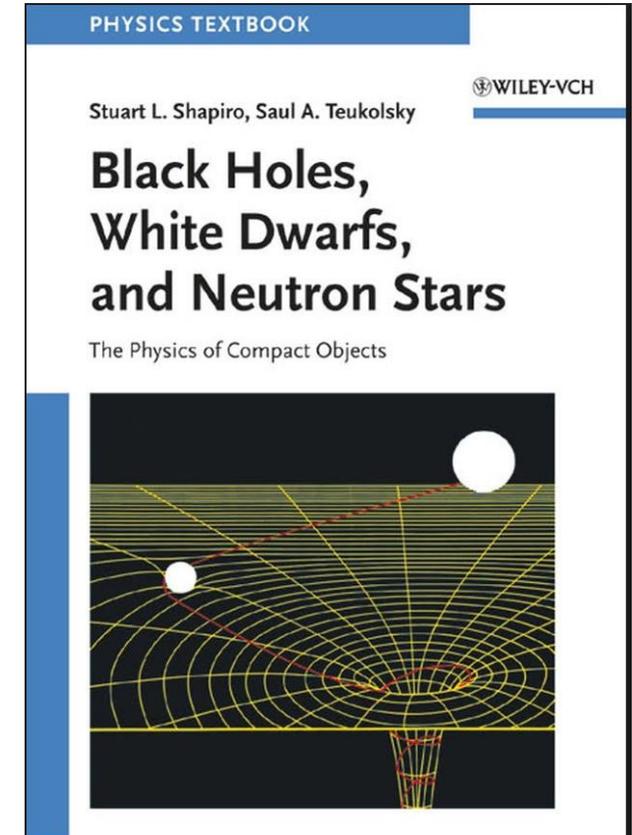
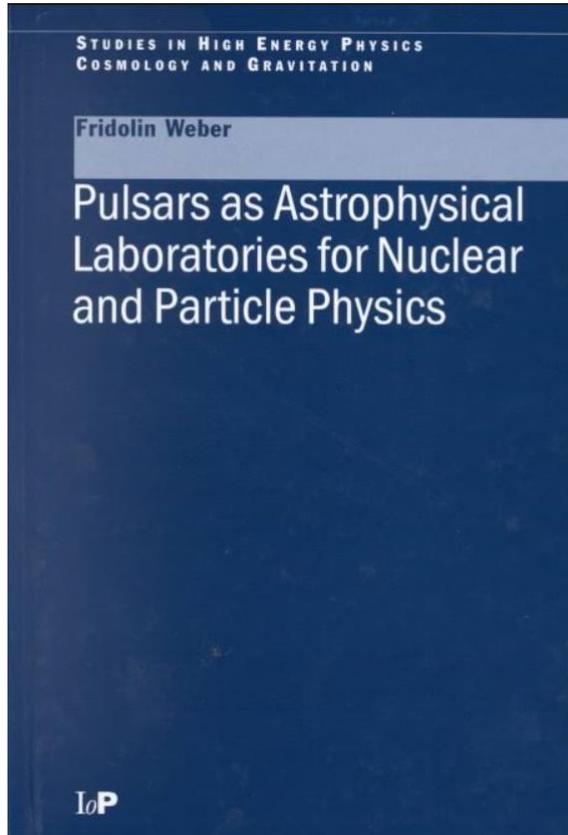
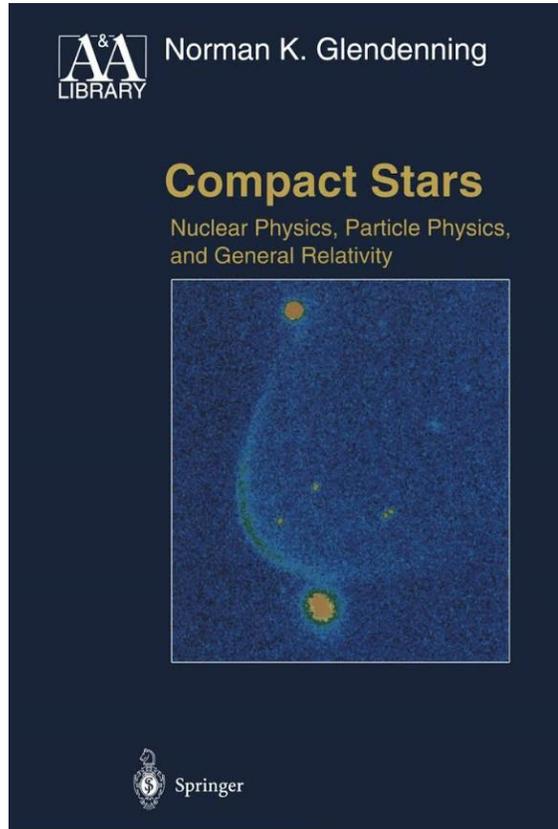


# PROGRAMA

- I. Introdução.
  - II. Visão geral de estrelas compactas.
  - III. Física nuclear relativística.
  - IV. Estrelas de Nêutrons no contexto da física nuclear.
  - Relatividade Geral – revisão
  - Estrutura de estrelas de nêutrons dentro do contexto da relatividade geral.
  - Estrelas de nêutrons com rotação não nula.
  - Estrelas de nêutrons com campos Magnéticos.
  - Evolução de estrelas de nêutrons – aspectos gerais.
  - Evolução rotacional de estrelas de nêutrons.
  - Evolução térmica de estrelas de nêutrons.
  - Evolução termo-rotacional de estrelas de nêutrons.
- Aula I
- Aula II
- Aula III
- Aula IV
- Aula V
- Aula VI
- Aula VII
- Aula VIII



# BIBLIOGRAFIA



# AVALIAÇÕES

- Caso necessário (e requisitado pelo aluno) no último dia de aula será aplicado um exame cobrindo todos os tópicos discutidos no curso. Esse exame valerá 10 pontos e a nota obtida pelo aluno será a média do curso.
- Aqueles que necessitem de um exame (para contabilidade de créditos na PG de origem) por favor entrem em contato comigo o mais breve possível.



**PARA UM MELHOR APROVEITAMENTO DO  
CONTEÚDO MINISTRADO, RECOMENDAMOS À  
AUDIÊNCIA QUE MANTENHA OS APARELHOS  
ELETRÔNICOS (CELULARES, LAPTOPS)  
DESLIGADOS DURANTE AS AULAS.**

**COMISSÃO ORGANIZADORA  
XI ESCOLA DO CBPF**

# COLABORADORES

- Fridolin Weber (San Diego)
  - Stefan Schramm (Frankfurt)
  - Manuel Malheiro (ITA)
  - Igor Mishustin (Frankfurt)
  - Rachid Ouyed (Calgary)
  - Veronica Dexheimer (Kent, OH)
  - Giovanni Bernal
- 
- Suporte Financeiro: FAPERJ, CAPES, CNPq, NSF, HIC for FAIR



# ITM DOITCO DE DRORACANDA





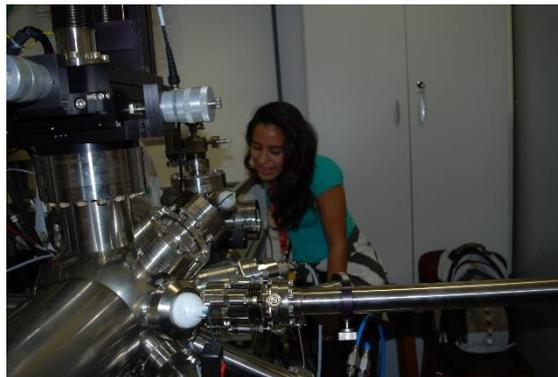
3ª Escola Avançada  
de Física  
Experimental do  
CBPF

**22/01 a 02/02 de 2018**

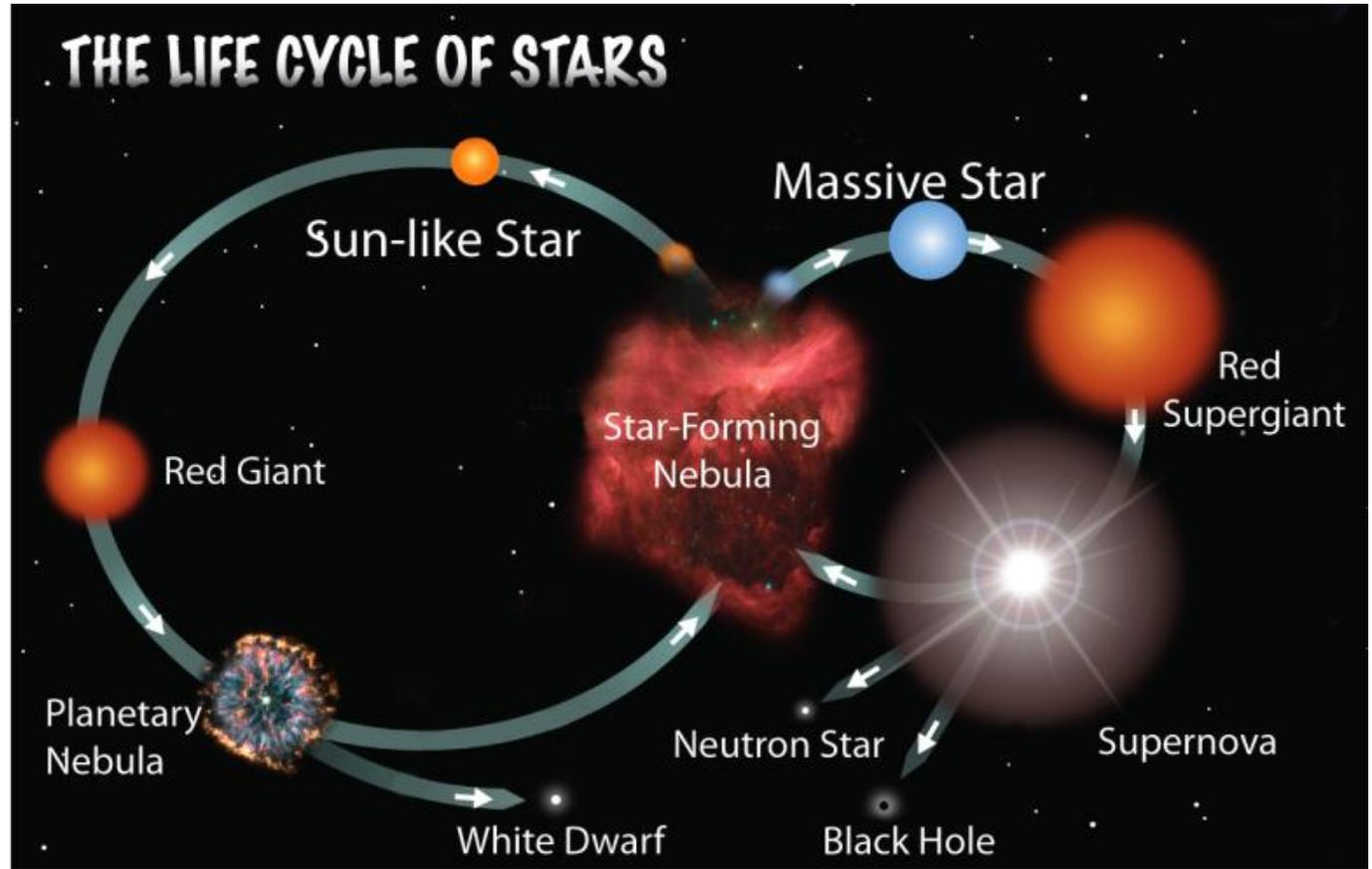
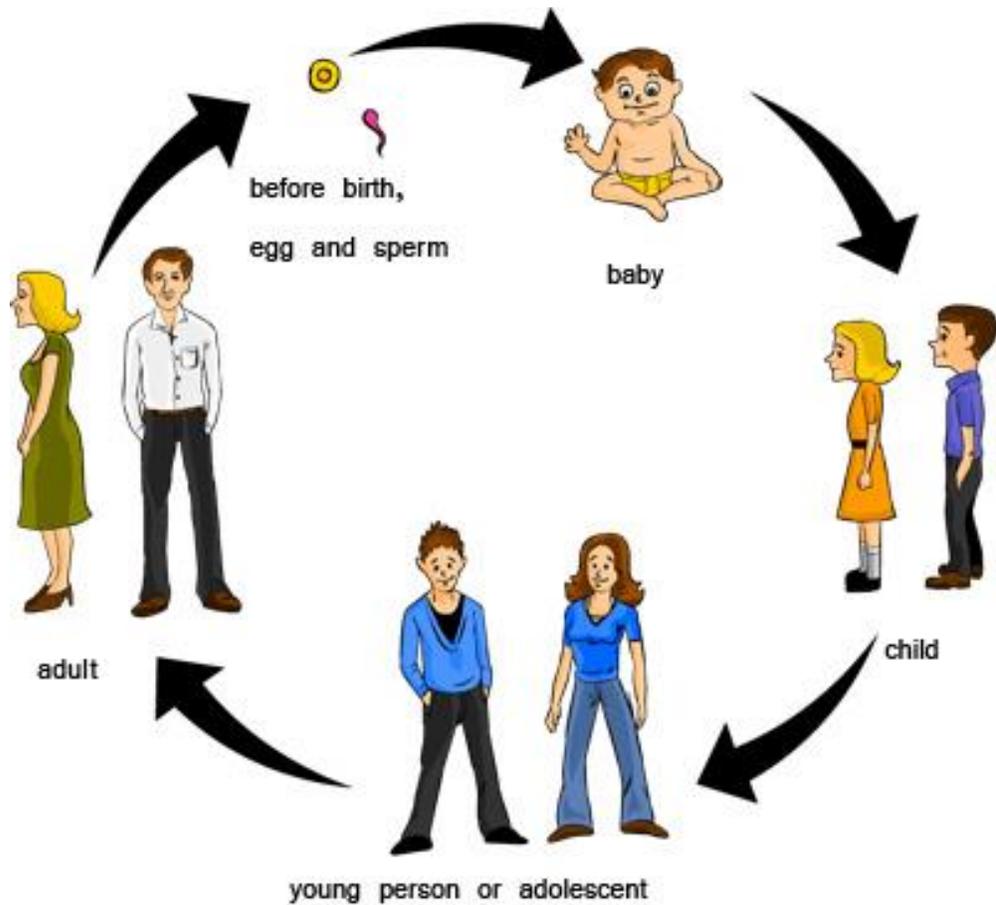
Duas semanas de imersão na física experimental

Mais informações: [www.cbpf.br/eafexp](http://www.cbpf.br/eafexp)

*Início das inscrições 04/09*



# A VIDA DAS ESTRELAS

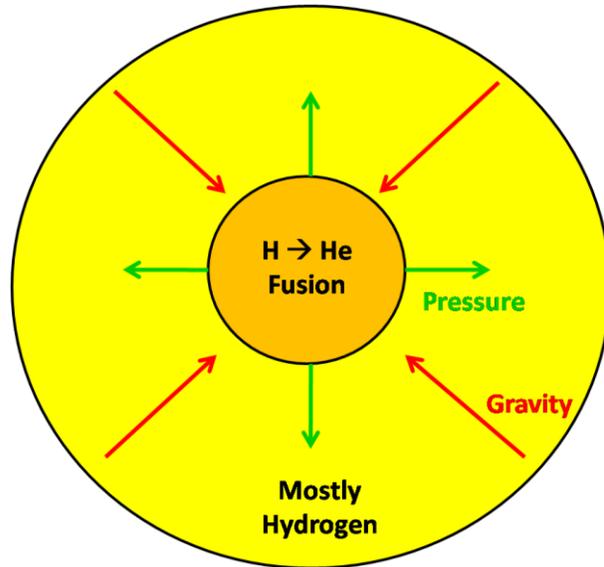


# INCUBADORA ESTELAR — NUVENS MOLECULARES

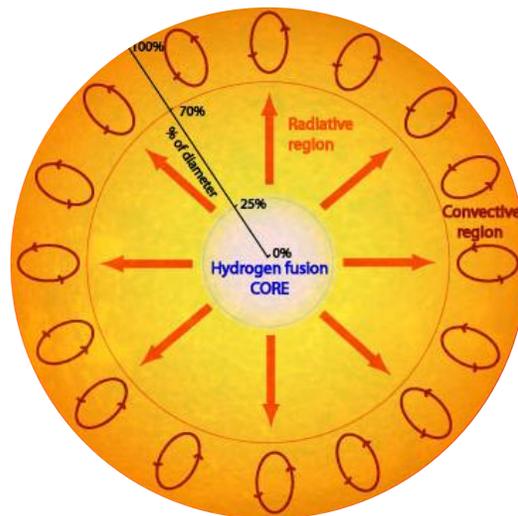
- Nuvens de gás interestelar contendo principalmente hidrogênio molecular e poeira interestelar.
- Baixas temperaturas  $\sim 4\text{K}$  em sua maior parte, mas com regiões mais quentes que podem ter até  $2000\text{K}$
- Vários fatores influenciam a formação de estrelas: quantidade de poeira, rotação, campos magnéticos, ventos e radiação de estrelas vizinhas por exemplo.
- Uma série de fatores pode perturbar regiões da nuvem, causando o colapso gravitacional de parte da nuvem. Esses colapsos dão origem a estrelas da sequência principal



# ESTRELAS DA SEQUÊNCIA PRINCIPAL



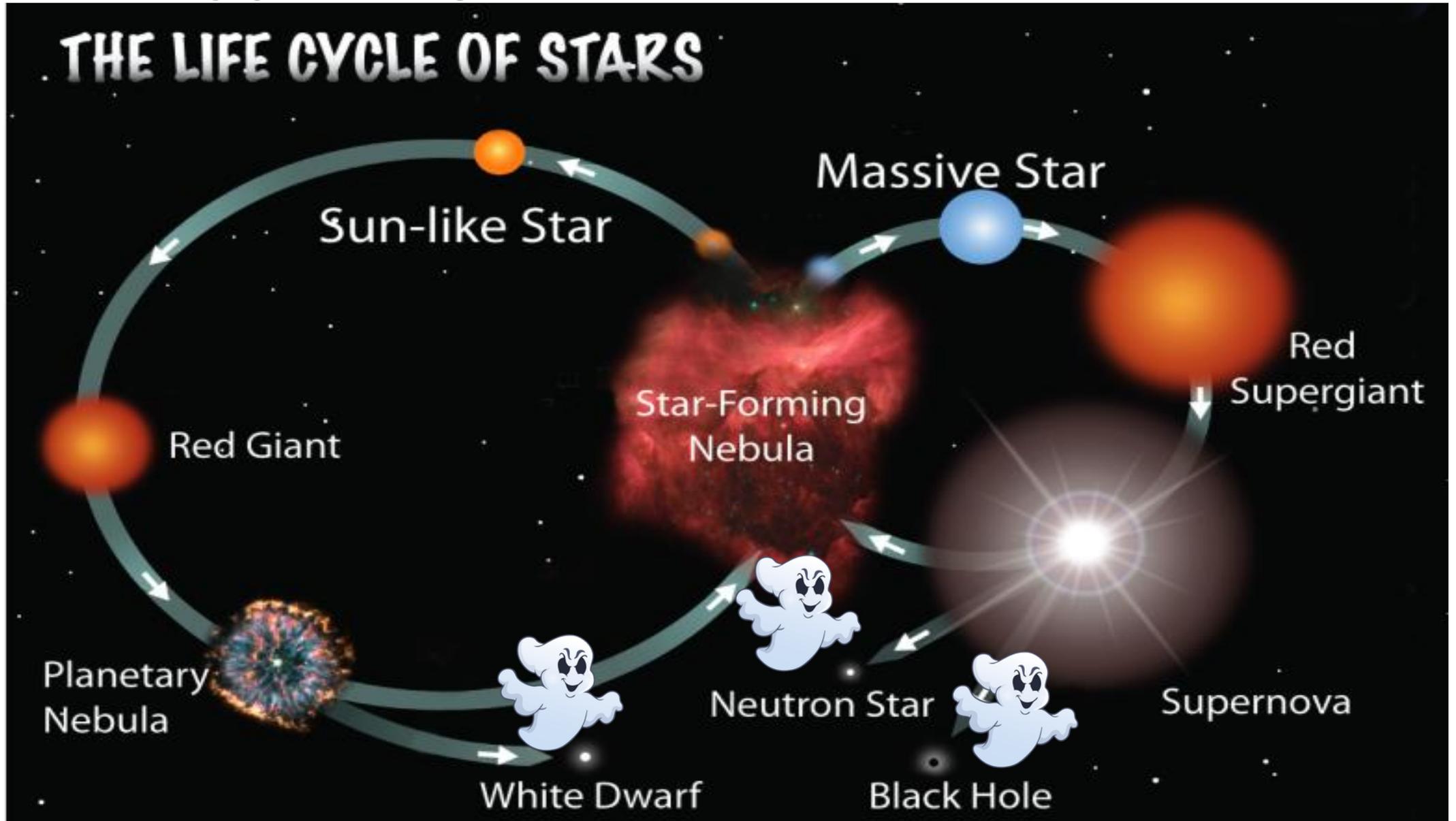
- Passam a maior parte da sua vida “queimando” seu grande estoque de hidrogênio
- As reações termonucleares em seu interior são verdadeiras fabricas de elementos, podendo gerar desde o hélio até o ferro ( a partir do qual reações de fusão não são exotérmicas, cessando então o equilíbrio hidrostático.
- O tempo de vida da estrela na sequencia principal dependem de sua massa.

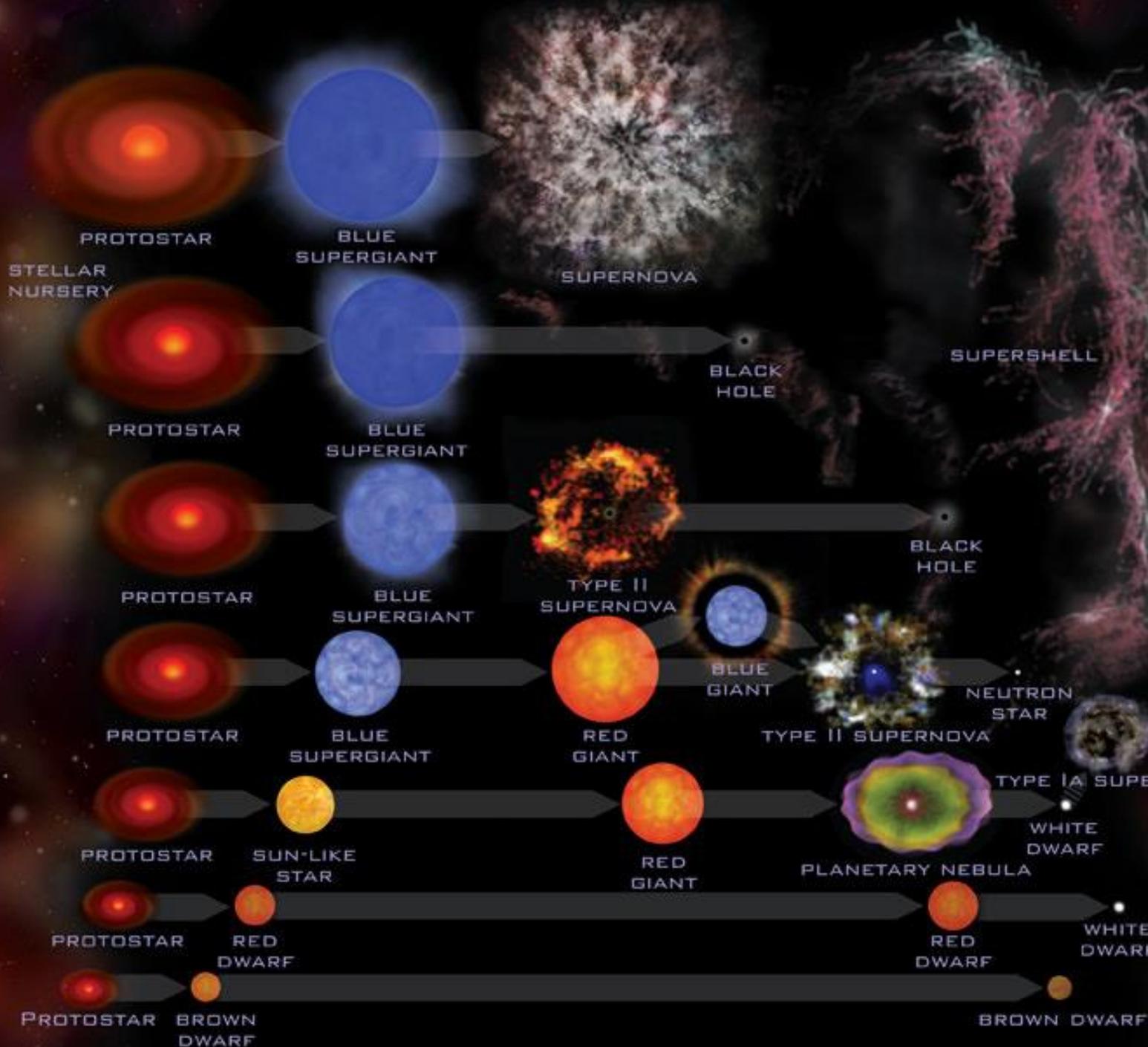


$M/M_{\odot}$	Years
30	$5 \times 10^6$
15	$1 \times 10^7$
10	$2 \times 10^7$
5	$7 \times 10^7$
1	$1 \times 10^{10}$
0.1	$3 \times 10^{12}$



# VIDA APÓS A MORTE?





## VIDA APÓS A MORTE ESTELAR

- O fim da fusão estelar marca o término da vida “luminosa” da estrela e sua passagem para o “pós-vida”
- O principal fator que determina o destino da estrela, após sua morte, é sua massa.



# OBJETIVOS

- Introduzir os conceitos essenciais para o estudo e compreensão da composição, estrutura e evolução de estrelas compactas.
- Visão geral do sistemas de unidades adotados e como eles podem facilitar a interlocução da física nuclear com a relatividade geral.
- Estudo histórico dos modelos elementares de objetos compactos: Anãs Brancas
- Discussão elementar de buracos negros.



# SISTEMA DE UNIDADES GRAVITACIONAIS

- Definido por  $G = c = k = 1$  ( $k$  sendo a constant de Boltzmann)
- Com isso temos

$$1 = c = 2.9979 \times 10^{10} \text{ cm/s},$$

$$1 = G = 6.6720 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$$

$$1 = k = 1.3807 \times 10^{-16} \text{ erg/K},$$

- Tratando essas definições como equações encontramos as seguintes relações

$$1 \text{ s} = 2.9979 \times 10^{10} \text{ cm},$$

$$1 \text{ g} = 7.4237 \times 10^{-29} \text{ cm},$$

$$1 \text{ K} = 1.3807 \times 10^{-16} \text{ erg},$$

$$1 \text{ s}^{-2} = 1.4988 \times 10^7 \text{ g/cm}^3,$$

$$1 \text{ erg} = 1 \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-2} = 8.2601 \times 10^{-50} \text{ cm},$$

$$1 \text{ dyne/cm}^2 = 8.2601 \times 10^{-40} \text{ km}^{-2},$$

$$1 \text{ g/cm}^3 = 7.4237 \times 10^{-19} \text{ km}^{-2}.$$



# SISTEMA DE UNIDADES – FÍSICA NUCLEAR

- É conveniente (em particular na física nuclear) utilizar, para energia, a unidade MeV (1 milhão de elétron-volts) ou seu múltiplo GeV. Essa unidade, usando as relações acima pode ser escrita como

MeV

Pressão e Densidade de Energia

$$\text{MeV/fm}^3 = 1.7827 \times 10^{12} \text{ g/cm}^3,$$

$$= 1.6022 \times 10^{33} \text{ dyne/cm}^2$$

- Uma unidade típica da pressão nuclear: pico da força nuclear:

$$1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}.$$

- Outras constantes importantes são a de Planck e a carga elementar  $e$  :

$$\hbar c = 197.33 \text{ MeV fm} \quad e^2 = 1.4400 \text{ MeV fm} = (1.3805 \times 10^{-34} \text{ cm})^2$$



# SISTEMAS DE UNIDADES NATURAIS

- Particularmente uteis na física nuclear e de partículas  $\rightarrow \hbar = c = 1$
- Podemos então definir  $1/\text{fm}^4 = 197.33 \text{ MeV}/\text{fm}^3$
- Que pode ser relacionado com unidades comuns na astrofísica

$$\begin{aligned} 1/\text{fm}^4 &= 3.5178 \times 10^{14} \text{ g}/\text{cm}^3, \\ &= 3.1616 \times 10^{35} \text{ dyne}/\text{cm}^2. \end{aligned}$$

- Finalmente, podemos encontrar um sistema de unidades mistos, muito útil para o estudo de estrelas compactas

$$\begin{aligned} 1/\text{fm}^4 &= 2.6115 \times 10^{-4} /\text{km}^2, \\ \text{MeV}/\text{fm}^3 &= 1.3234 \times 10^{-6} /\text{km}^2. \end{aligned}$$



# ALGUMAS CONSTANTES....

- No sistema de unidades definido acima, algumas constantes importantes são
- Massa do sol  $M_{\odot} = 1.4766 \text{ km} = 1.989 \times 10^{33} \text{ g} = 1.116 \times 10^{60} \text{ MeV}$ .
- Constante de Planck  $\hbar = 2.6115 \times 10^{-76} \text{ km}^2$ .
- Momento angular do pulsar de Caranguejo

$$J = I\Omega = 1.3 \times 10^4 \text{ km}^3/\text{s} = 1.3 \times 10^4 \text{ km}^2 \cdot \text{km}/\text{s} = 5 \times 10^{79} \hbar.$$



# ENERGIA GRAVITACIONAL DE UMA ESTRELA DE NÊUTRONS

- Vamos agora estimar a energia gravitacional de uma estrela de nêutrons.
- Consideremos uma estrela de 2 massas solares e  $R = 10km$ .

▪ Considere a densidade

$$\frac{E_G}{M} = \frac{0.54}{3} = 0.18 \Rightarrow 18\%$$

igual a sua

18% da massa gravitacional da estrela vem da ligação gravitacional.

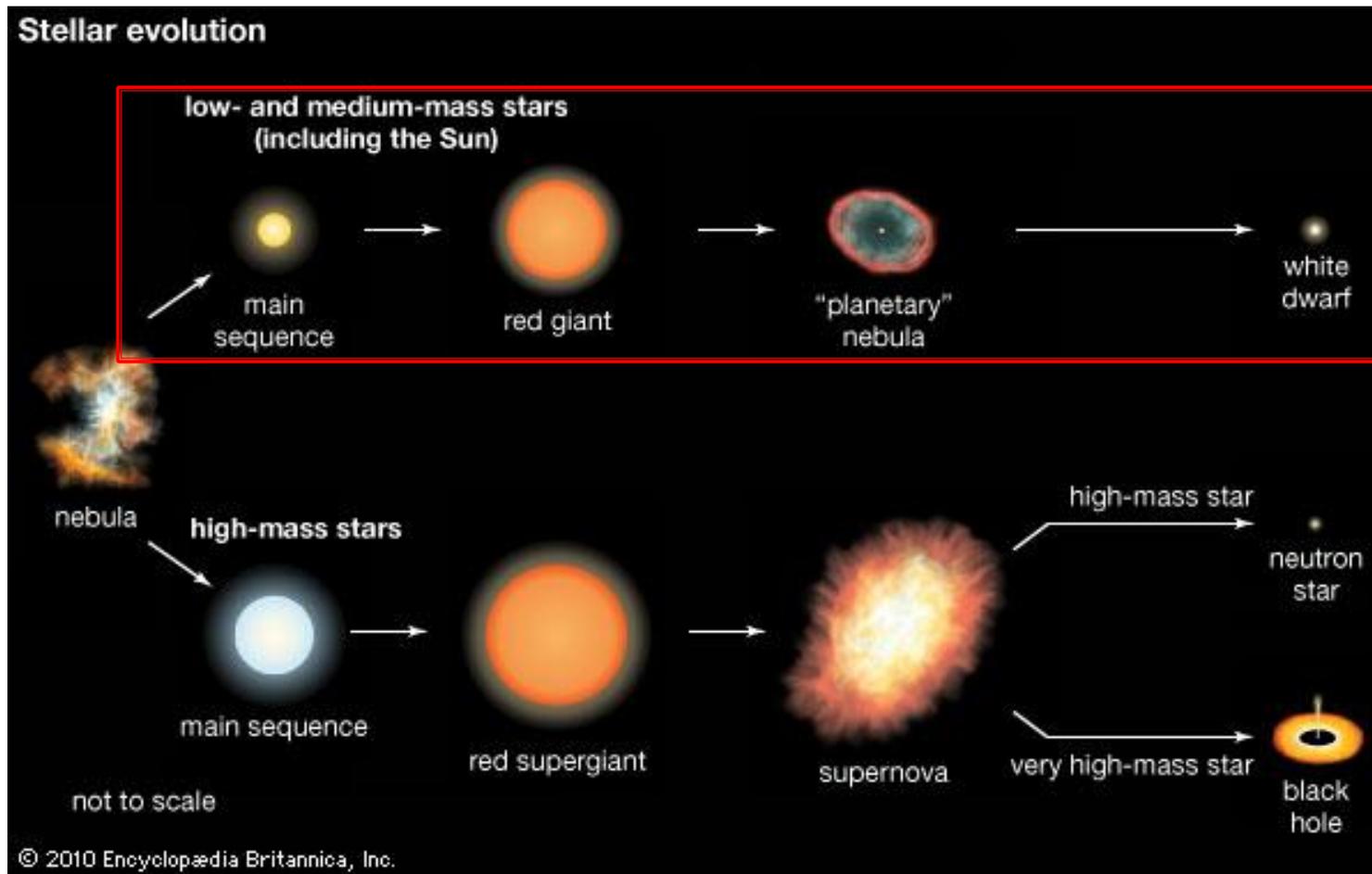
Podemos estimar a ligação por nucleon da estrela como sendo 157 MeV/nucleon.

$\frac{1}{R^2}$

Em matéria nuclear a energia de ligação é 16 MeV e 8 MeV para um núcleo finito.



# ANÃS BRANCAS



“Chandrasekhar . . . has shown that a star of a mass greater than a certain limit remains a perfect gas. . . . The star has to go on radiating and radiating, and contracting and contracting until, I suppose . . . gravity becomes strong enough to hold in the radiation, and the star can at last find peace [as a black hole].

I felt driven to the conclusion that this was almost a *reductio ad absurdum*. . . . I think there should be a law of nature to prevent a star from behaving in this absurd way.”

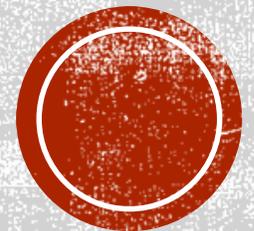
A. Eddington, 1935 [58]

“It is clear from this [above] statement that Eddington fully realized, already in 1935, that given the existence of an upper limit to the mass of degenerate configurations, one must contemplate the possibility of gravitational collapse leading to the formation of what we now call black holes. But he was unwilling to accept a conclusion that he so presciently drew.”

S. Chandrasekhar, 1982 [59]



# ANÃS BRANÇAS



# ESTRELAS FRIAS....

- Estrelas compactas se tornam fria na escala nuclear.
- Idealmente esses objetos procuram o estado de menor energia via processos que produzem neutrinos e fótons, tais quais

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

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

$$\bar{\nu} + \nu \rightarrow 2\gamma,$$

- Quando a temperatura estelar é reduzida abaixo de  $1 \text{ MeV} = 1.1605 \times 10^{10} \text{ K}$ , podemos considerar a estrela “fria”.
- Ainda que fria na escala nuclear, a temperatura é muito maior que a massa do neutrino (quase zero), de maneira que os neutrinos escapam da estrela facilmente.



# GÁS DE FERMI

- Vamos considerar, inicialmente a equação de estado para uma Anã Branca, como composta por um gás de férmions não interagentes a  $T = 0$ .
- Sistema completamente degenerado:

$$T \ll E_F = \sqrt{k_F^2 + m^2}$$

- Para uma anã branca, um limite inferior pode ser obtido:

$$E_F > m_e = 0.511 \text{ MeV} \sim 6 \times 10^9 \text{ K}$$

- Temperatura no interior de Anãs Brancas:

$$\sim 10^6 \text{ to } 10^7 \text{ K.}$$



- Equação de estado

# GÁS DE FERMI

$$\epsilon = \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^k \sqrt{k^2 + m^2} k^2 dk,$$

$$p = \frac{1}{3} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^k \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + m^2}} k^2 dk,$$

$$\rho = \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^k k^2 dk,$$



$$\epsilon = \frac{1}{4\pi^2} \left[ \mu k \left( \mu^2 - \frac{1}{2} m^2 \right) - \frac{1}{2} m^4 \ln \left( \frac{\mu + k}{m} \right) \right],$$

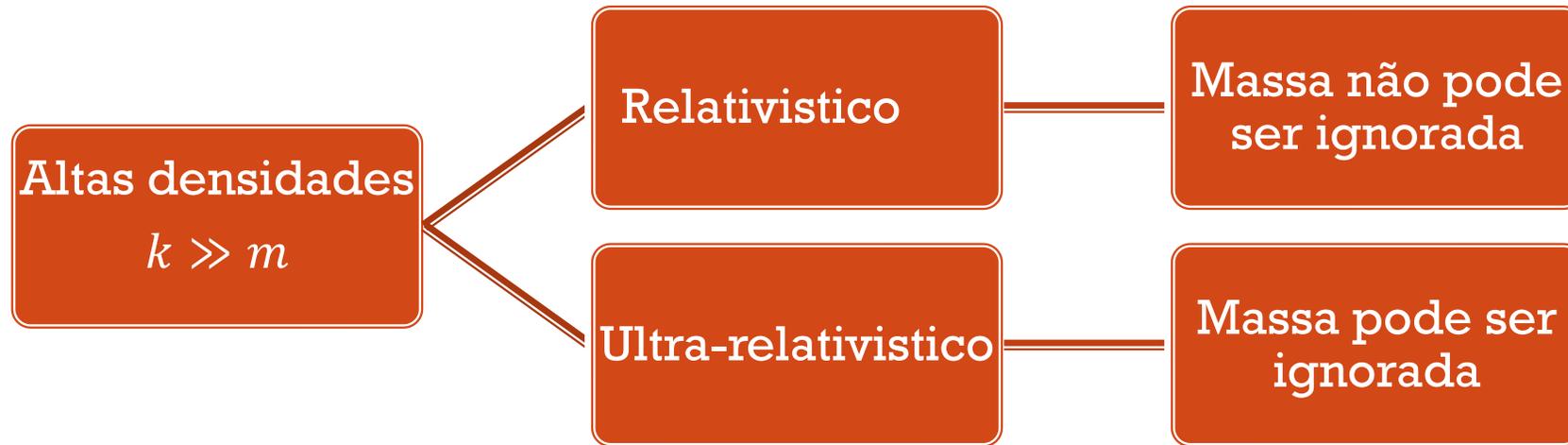
$$p = \frac{1}{12\pi^2} \left[ \mu k \left( \mu^2 - \frac{5}{2} m^2 \right) + \frac{3}{2} m^4 \ln \left( \frac{\mu + k}{m} \right) \right],$$

$$\rho = \frac{k^3}{3\pi^2},$$

OUTRAS RESTRIÇÕES SÃO NECESSÁRIAS:  
EQUILIBRIO QUÍMICO, NEUTRALIDADE DE  
CARGAS, ETC.



# LIMITES DE ALTAS DENSIDADES



$$\epsilon \approx \frac{1}{4\pi^2} \left[ k^4 - \frac{1}{2} m^4 \ln \frac{2k}{m} \right],$$

$$p \approx \frac{1}{12\pi^2} \left[ k^4 + \frac{3}{2} m^4 \ln \frac{2k}{m} \right].$$



$$\epsilon \rightarrow 3p \approx \frac{1}{4\pi^2} (3\pi^2 \rho)^{4/3}$$



# LIMITES DE BAIXAS DENSIDADES

- Expandindo em termos de  $k/m$

$$\epsilon \approx \frac{m^4}{\pi^2} \left[ \frac{1}{3} \left( \frac{k}{m} \right)^3 + \frac{1}{10} \left( \frac{k}{m} \right)^5 - \frac{1}{56} \left( \frac{k}{m} \right)^7 + \frac{1}{144} \left( \frac{k}{m} \right)^9 \right],$$

$$p \approx \frac{m^4}{3\pi^2} \left[ \frac{1}{5} \left( \frac{k}{m} \right)^5 - \frac{1}{14} \left( \frac{k}{m} \right)^7 + \frac{1}{24} \left( \frac{k}{m} \right)^9 \right].$$

- Para densidades muito baixas, o limite não-relativístico fica

$$\epsilon \approx \rho m + \frac{(3\pi^2 \rho)^{5/3}}{10\pi^2 m},$$

$$p \approx \frac{(3\pi^2 \rho)^{5/3}}{15\pi^2 m}$$



# POLITROPOS E ANÃS BRANCAS NEWTONIANAS

- Podemos usar as ideias apresentadas até o momento para desenvolver um modelo simples para anãs brancas.
- Isso é possível, pois apesar de as anãs brancas conterem núcleos atômicos, esses contribuem muito pouco para a pressão.
- Numero de núcleons em um núcleo:  $\nu = (\rho_p + \rho_n)/\rho_e$
- Densidade de energia:  $\epsilon = \rho_e m_N \nu$ .
- Podemos ver que a pressão dos elétrons é sempre menor que a densidade de energia:

$$\frac{p_e}{\epsilon_e} \approx \frac{1}{5} \left( \frac{k_e}{m_e} \right)^2 \ll 1, \quad k_e < m_e,$$
$$\frac{p_e}{\epsilon_e} \approx \frac{1}{3}, \quad k_e > m_e.$$

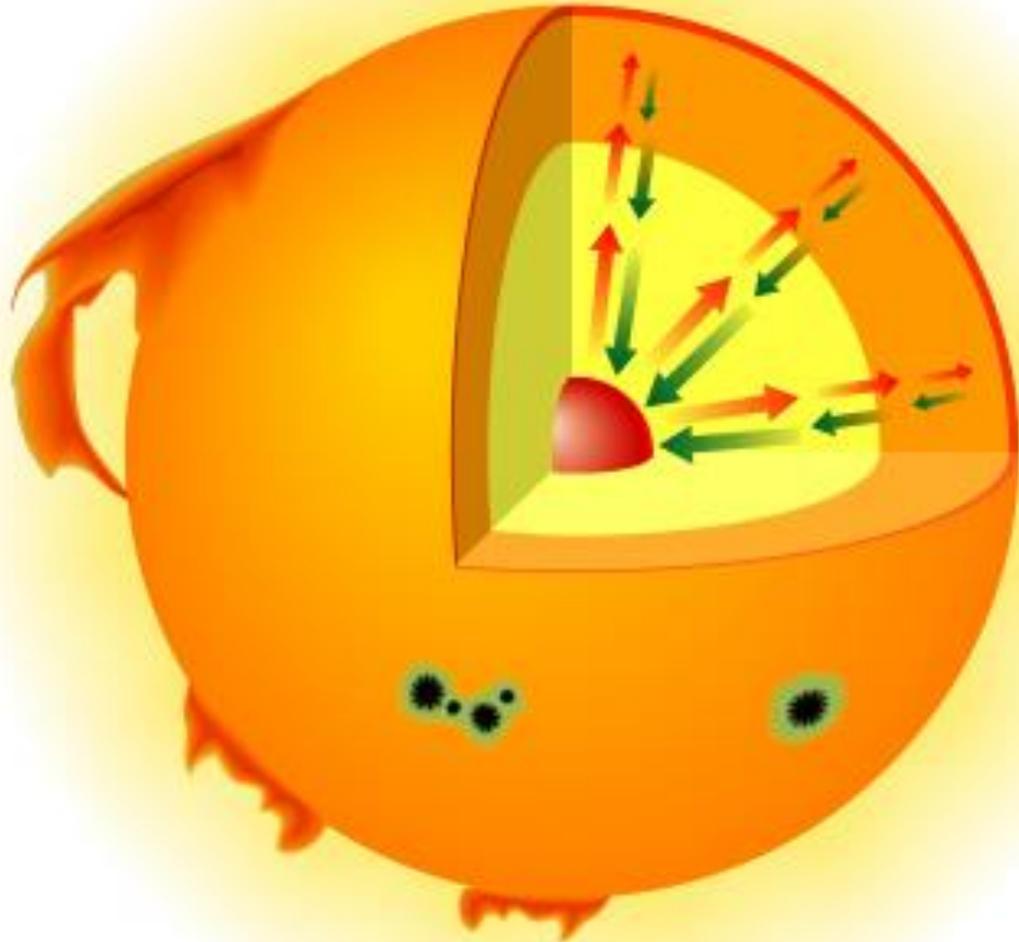


$$p \ll \epsilon, \quad 4\pi r^3 p \ll M(r), \quad \frac{2M(r)}{r} \ll 1,$$

NEWTONIANO



pressure   
gravity 



# POLITROPOS E ANÃS BRANCAS NEWTONIANAS

- Equilíbrio hidrostático

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\epsilon} \frac{dp}{dr} \right) = -4\pi r^2 \epsilon .$$

$$\epsilon(0) = \epsilon_c, \quad \epsilon'(0) = 0 .$$

$$M(r) \equiv 4\pi \int_0^r \epsilon(r) r^2 dr ,$$



# POLITROPOS E ANÃS BRANCAS NEWTONIANAS

- Politropos -> podemos aproximar a equação de estado como

$$p = K\epsilon^\gamma .$$

- Região não-relativística:

$$p = K\epsilon^\gamma, \quad K = \frac{1}{15\pi^2 m_e} \left( \frac{3\pi^2}{m_N v} \right)^\gamma, \quad \gamma = 5/3.$$

- Região ultra-relativística:

$$p = K\epsilon^\gamma, \quad K = \frac{1}{12\pi^2} \left( \frac{3\pi^2}{m_N v} \right)^\gamma, \quad \gamma = 4/3.$$



# POLITROPOS E ANÃS BRANCAS NEWTONIANAS

- Equação de Lane-Emden

- Mudança de variáveis:  $r = \left(\frac{K\gamma}{4\pi(\gamma-1)}\right)^{1/2} \epsilon_c^{\frac{\gamma-2}{2}} \xi$ ,  $\epsilon = \epsilon_c \theta^{\frac{1}{\gamma-1}}$ ,  $p = K \epsilon_c^\gamma \theta^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ ,

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} + \theta^{\frac{1}{\gamma-1}} = 0. \quad \theta(0) = 1, \quad \theta'(0) = 0.$$

$$R = \left(\frac{K\gamma}{4\pi(\gamma-1)}\right)^{1/2} \epsilon_c^{\frac{\gamma-2}{2}} \xi_1.$$

$$M = 4\pi \epsilon_c^{(3\gamma-4)/2} \left(\frac{K\gamma}{4\pi(\gamma-1)}\right)^{3/2} \xi_1^2 |\theta'(\xi_1)|.$$



# POLITROPOS E ANÃS BRANCAS NEWTONIANAS

- Limite assintótico de Chandrasekhar

- No caso ultra-relativístico temos  $p = K\epsilon^\gamma$ ,  $K = \frac{1}{12\pi^2} \left( \frac{3\pi^2}{m_N v} \right)^\gamma$ ,  $\gamma = 4/3$ .

- Neste caso, obtemos a partir da solução de Lane-Emden

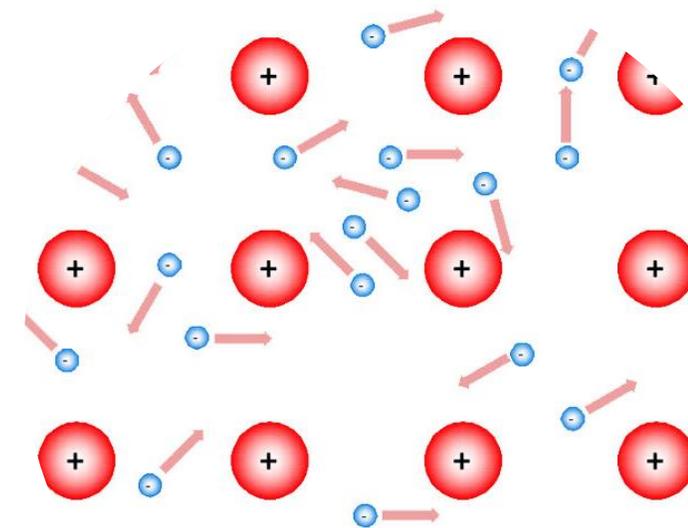
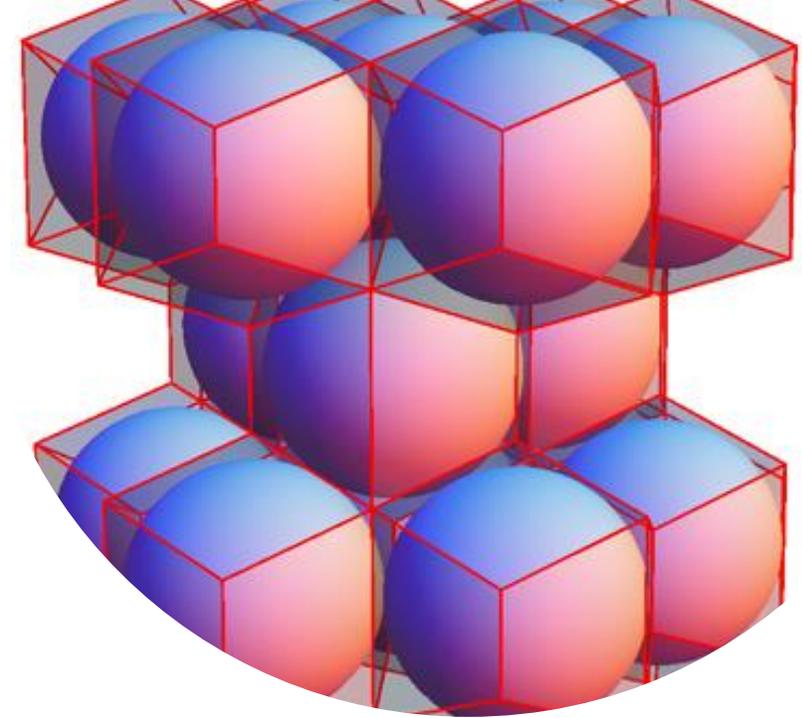
$$M = 5.87 v^{-2} M_\odot, \quad \text{for } \gamma = 4/3. \quad \longrightarrow \quad M \approx 1.5 M_\odot$$

Limite de Chandrasekhar

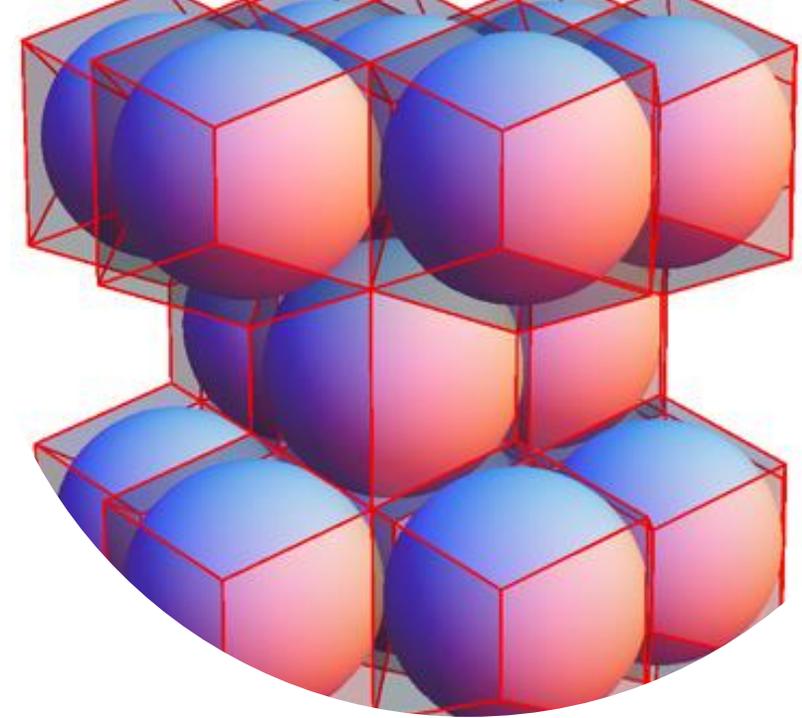


## MELHORIAS NO MODELO DE ANÃS BRANCAS ANÃS BRANCAS DE CARBONO/OXIGÊNIO

- Vamos considerar uma estrela composta por núcleos completamente ionizados, imersos em um fundo de elétrons.
- Os íons contribuem principalmente para a massa enquanto os elétrons contribuem para a pressão.
- Usamos a descrição de **Wigner-Seitz** para calcular a Equação de Estado



# MELHORIAS NO MODELO DE ANÃS BRANCAS APROX. DE WIGNER-SEITZ



- Energia de Coulomb

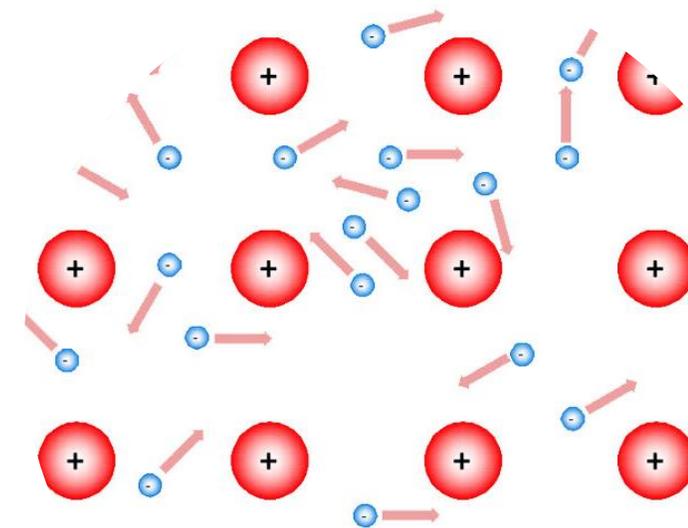
$$E_{\text{self}} = e^2 \int_0^R \frac{1}{r} \left( \frac{4\pi r^3}{3} \rho_e \right) \cdot (4\pi r^2 dr \rho_e) = \frac{3 (Ze)^2}{5 R},$$

- Energia de interação dos elétrons com os íons

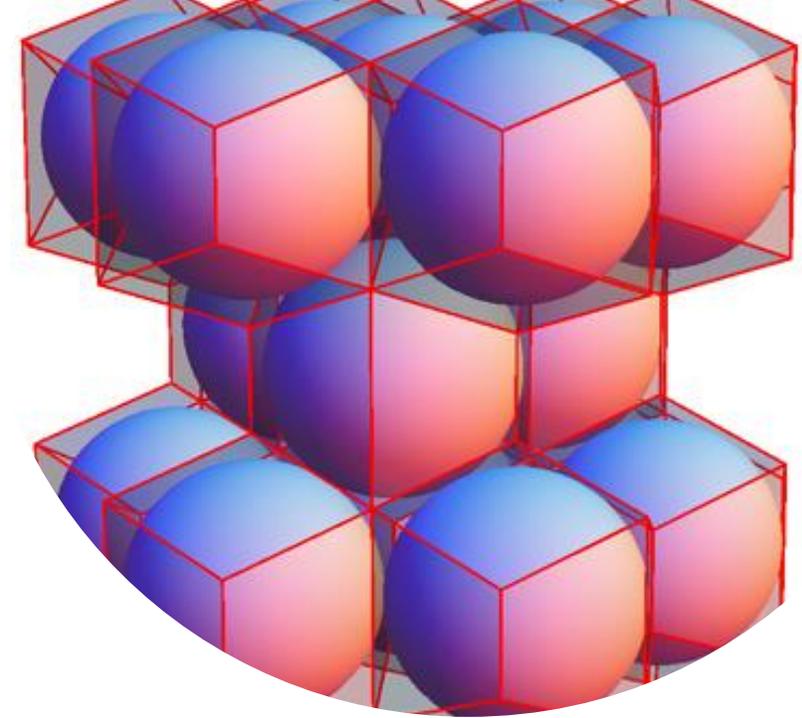
$$E_{\text{int}} = - \int \frac{1}{r} (Ze) (4\pi r^2 dr e \rho_e) = - \frac{3 (Ze)^2}{2 R}.$$

- Energia total da rede

$$E_{\text{lat}} = - \frac{9 (Ze)^2}{10 R}. \quad \longrightarrow \quad p_{\text{lat}} = - \frac{\partial E_{\text{lat}}}{\partial V} = - \frac{3}{10} \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} Z^{2/3} e^2 \rho_e^{4/3}.$$



# MELHORIAS NO MODELO DE ANÃS BRANCAS APROX. DE WIGNER-SEITZ



- Para uma espécie nuclear de numero de massa  $A$

$$A = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho ,$$

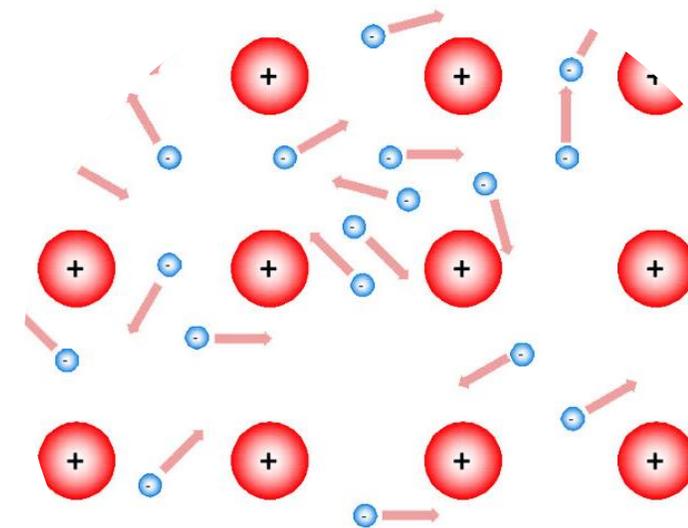
- Os elétrons são tratados como um gás de fermi degenerado

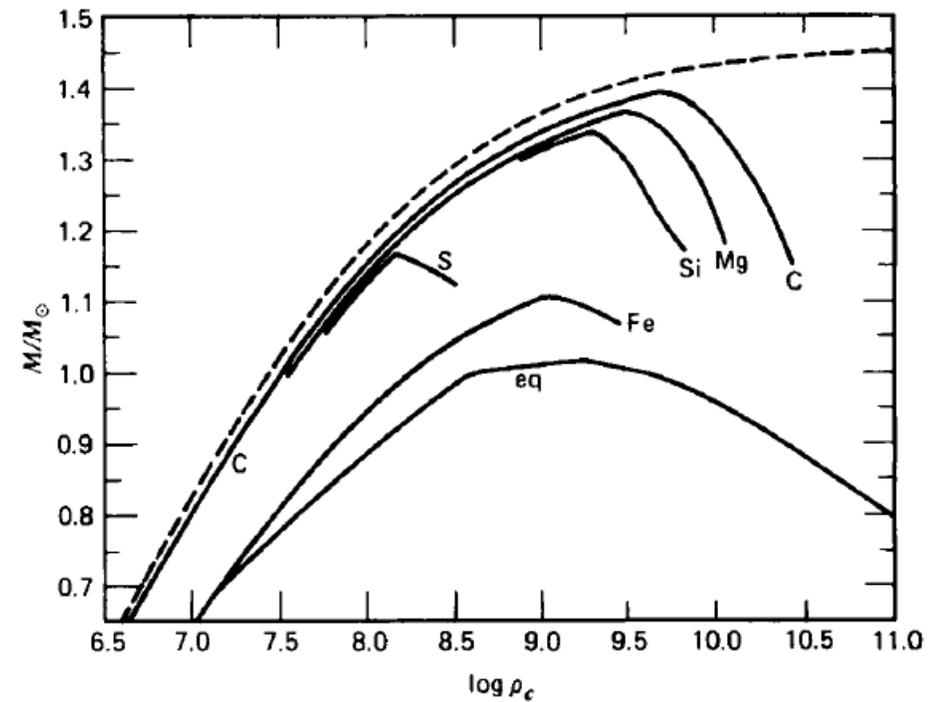
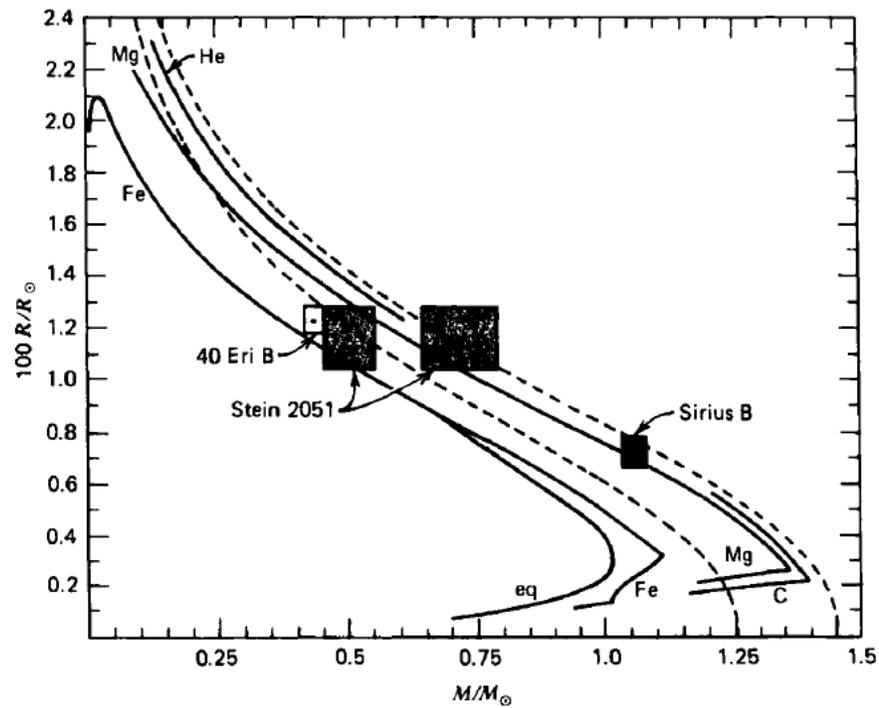
$$k_e = (3\pi^2 \rho_e)^{1/3} = \left(3\pi^2 \frac{Z}{A} \rho\right)^{1/3}$$

- Equação de estado:

$$\epsilon = E_{\text{total}}/V \longrightarrow \epsilon(\rho) = \frac{\rho}{A} \left( M(A, Z) - Zm_e - \frac{9}{10} \frac{(Ze)^2}{R} \right) + \epsilon_e(k_e),$$

$$p(\rho) = p_e(k_e) - \frac{3}{10} \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} Z^{2/3} e^2 \rho_e^{4/3} .$$





Hamada and Salpeter (1961).

# FAMÍLIA DE ANÃS BRANCAS

