



Universidade Federal do ABC

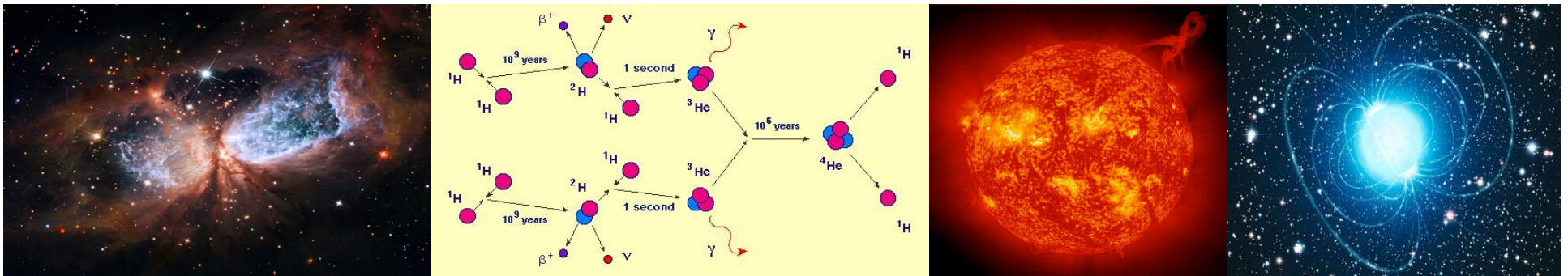
# Introdução à Física Estelar

## 6. Interior das Estrelas I

Prof. Pieter Westera

[pieter.westera@ufabc.edu.br](mailto:pieter.westera@ufabc.edu.br)

<http://professor.ufabc.edu.br/~pieter.westera/Estelar.html>



## Fontes de Energia da Estrela

A luminosidade do Sol é  $L_{\odot} = 3.827 \cdot 10^{26}$  W,  
e outras estrelas têm luminosidades comparáveis.

De onde elas tiram tanta energia?

# Gravidade e a Escala de Tempo de Helmholtz

Uma possível fonte de energia é a **energia potencial gravitacional** liberada na **contração** da estrela.

Lembrando que a energia potencial de duas massas  $M$  e  $m$  na distância  $r$  é:

$U = -GMm/r$ , onde  $G = 6.67408 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$  é a constante gravitacional

Esta **energia diminui** (vira mais negativa) quando a(s) **distância(s) diminui(em)** => **energia é liberada**.

Porém, pelo teorema de virial (2ª aula) apenas **metade** da energia potencial perdida é liberada. A outra metade se torna **energia cinética** das **partículas** compondo a estrela (isto é, a estrela se **esquenta**).

# Gravidade e a Escala de Tempo de Helmholtz

Calculamos a **energia potencial** de uma **bola** com **massa**  $M$ , **raio**  $R$  e **perfil de densidade**  $\rho(r)$  (obviamente  $M = \int_0^R \rho \cdot 4\pi r^2 dr$ ):

Pelo **teorema** das **cascas esféricas**, uma **massinha**  $dm$  encontrando-se na **distância**  $r$  do **centro** tem **energia potencial**:

$$dU = -GM_r dm/r$$

Pela simetria, podemos usar como massinhas **cascas esféricas**:

$$dm = 4\pi r^2 \rho dr \quad \Rightarrow \quad dU = -GM_r 4\pi r^2 \rho dr/r = -GM_r 4\pi r \rho dr \\ \Rightarrow U = \int_0^R dU = -4\pi G \int_0^R M_r \rho r dr$$

# Gravidade e a Escala de Tempo de Helmholtz

Usamos um **perfil** de densidade **constante**:

$$\rho(r) = \bar{\rho} = M / (4/3)\pi R^3 = 3/4 M / \pi R^3$$

$$\Rightarrow M_r = \bar{\rho} (4/3)\pi r^3 = M r^3 / R^3$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow U &= -4\pi G \int_0^R M r^3 / R^3 \cdot 3/4 M / \pi R^3 \cdot r dr \\ &= -3GM^2 / R^6 \int_0^R r^4 dr = -3/5 GM^2 / R \end{aligned}$$

que é, então, a **energia potencial perdida**, quando a estrela se **contraí** “do infinito” (uma nuvem muito maior que  $R$ ,  $U \approx 0$ ) até uma **bola homogênea**.

A metade **liberada** como **radiação** é  $\Delta E_g = 3/10 GM^2 / R$

# Gravidade e a Escala de Tempo de Helmholtz

No caso do Sol, com  $M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{30}$  kg e  $R_{\odot} = 6.960 \cdot 10^8$  m obtemos  $1.1 \cdot 10^{41}$  J.

À taxa atual de  $L_{\odot} = 3.827 \cdot 10^{26}$  W, ele pode ter brilhado por  $t_{\text{KH}} = \Delta E_g / L_{\odot} \sim 10^7$  anos, conhecido como **escala de tempo de Kelvin-Helmholtz**.

Na verdade, as estrelas não têm densidade constante. Elas são mais densas na região central, o que faz que a contração foi maior e  $\Delta E_g$  é um pouco maior que o valor calculado, mas da mesma ordem de grandeza.

## Gravidade e a Escala de Tempo de Helmholtz

Porém, sabemos por técnicas de determinação de idade envolvendo substâncias radioativas em pedras da Terra e da Lua, que o Sistema Solar tem, pelo menos,  $4 \cdot 10^9$  anos de idade.

=> Deve ter uma **fonte** de **energia** muito **mais rendosa** para explicar a radiação do Sol (e outras estrelas).

!!! Para objetos compactos, energia gravitacional potencial perdida por material caindo “em cima”, pode, sim, liberar um montante enorme de energia, já que neste caso, o material cai até um potencial muito menor (até uma distância muito menor do centro da massa).

# Outras Fontes de Energia

Será que é **energia química**?

Supondo que o Sol consiste de petróleo:

Queimar petróleo libera  $Q_{\text{pet}} = 42 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$

Tempo para queimar uma massa solar de petróleo na taxa da potência solar:  $E_{\text{tot}}/L = M \cdot Q_{\text{pet}}/L \approx 7000 \text{ anos}$   
(e nem explicamos de onde vem o oxigênio necessário para queimar o petróleo).

Em geral, a energia liberada em reações químicas é da ordem de 1-10 eV por átomo, o que faria o Sol brilhar à taxa atual por poucos milhares de anos.

**Energia química também não explica.**

## Outras Fontes de Energia

Difusão de elementos pesados para o interior, que rende apenas uma fração da energia gravitacional potencial liberada na contração que calculamos antes, e radioatividade também **não** explicam.

Na virada do século XIX para XX, a fonte de energia do Sol era um mistério.

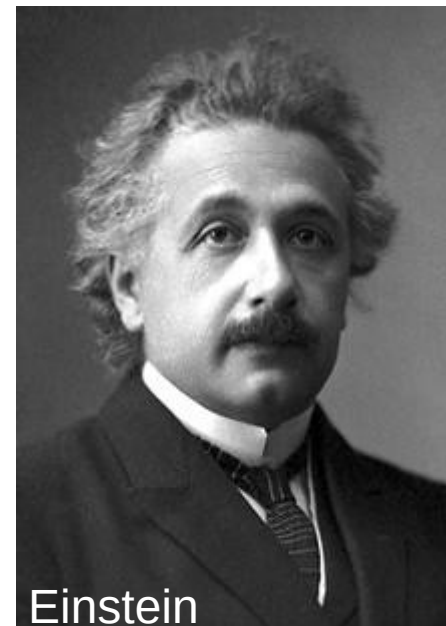
# Energia Nuclear

Em 1905, **Albert Einstein** desenvolveu a **Teoria da Relatividade** Restrita/Especial, e em 1915, a Geral, um dos resultados sendo a **equivalência massa-energia**:

$$E = mc^2$$

Em 1920, F. W. Alston descobriu que **um átomo de hélio** tem da ordem de 7 ‰ **menos massa** que **4 átomos de hidrogênio**.

No mesmo ano, **Sir Arthur Eddington** levantou a hipótese, que a fonte de energia do Sol poderia ser a transformação de **hidrogênio** em **hélio** por  **fusão nuclear**.



# Energia Nuclear

**Reações nucleares** (fusões, fissões) envolvem **energias** da ordem de MeV por átomo, o **suficiente** para fornecer a energia para o **Sol brilhar** por **bilhões** de **anos**.

=> Pode ser. Na verdade, **deve ser**, já que não conhecemos nenhuma outra fonte de tanta energia.

A Base da geração de energia por reações nucleares é o fato, que os **produtos** das reações podem totalizar **menos massa** que os **ingredientes de partida**.

A massa perdida **equivale** a **energia** segundo a teoria da **relatividade restrita**:

$$E = mc^2$$

O fator enorme  $c^2$  explica, por que esta fonte de energia é tão rendosa.

## A Escala de Tempo Nuclear

Na física nuclear, massas são frequentemente dadas em unidades de massa atômica (Dalton), u, definida como 1/12 vezes a massa do isótopo carbono-12.

Vale:  $1 \text{ u} = 1.66053873 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931.494013 \text{ MeV}/c^2$

Nestas unidades, as massas dos próton, nêutron e elétron são:

$$m_p = 1.00727646688 \text{ u}$$

$$m_n = 1.00866491578 \text{ u}$$

$$m_e = 0.0005485799110 \text{ u}.$$

## A Escala de Tempo Nuclear

Estimando o **tempo** que o **Sol** poderia **brilhar** com a **energia liberada**, caso ele fosse inicialmente composto por **hidrogênio** e transformasse tudo em **hélio** (curricularmente chamado “queima de hidrogênio”), obtemos a **escala de tempo nuclear**:

Neste processo, 7 ‰ da massa inicial são liberados (mais detalhes daqui a pouco):

$$\Rightarrow t_{\text{nuclear}} = E_{\text{nuclear}}/L_{\odot} = 0.007M_{\odot}c^2/L_{\odot} \sim 7.5 \cdot 10^{10} \text{ anos}$$

Apesar das simplificações, isto é uma boa estimativa da ordem de grandeza do tempo de vida do Sol.

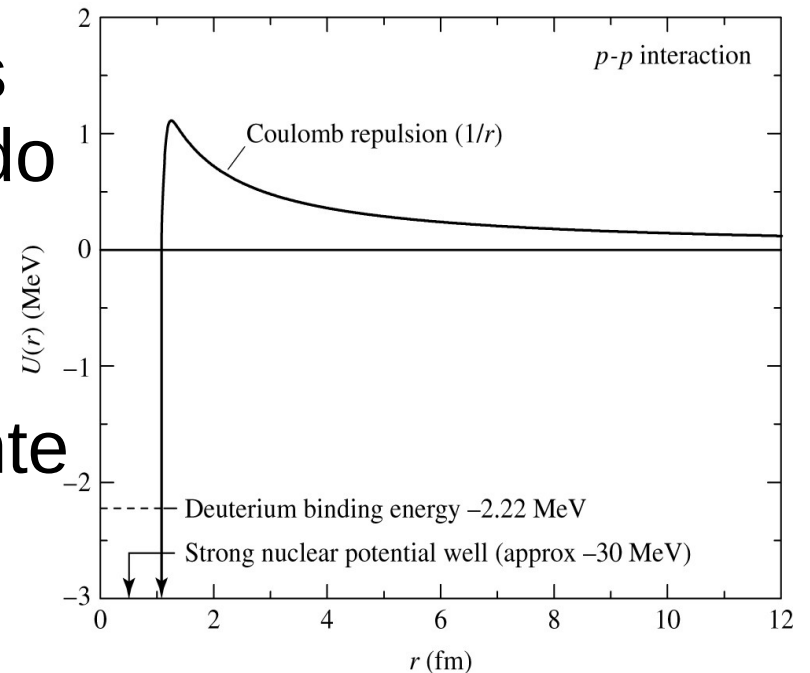
# Fusão Nuclear

## A fusão nuclear pode acontecer no Sol?

Olhando pra fusão nuclear mais simples, a de 2 prótons formando deutério.

Pra eles poderem fusionar, eles têm que se **aproximar** o suficiente para a **força nuclear forte**, de **curta alcance**,  $r \sim 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ , poder agir.

Para isto, eles têm que **superar a repulsão eletrostática**, ou **barreira de Coulomb**.



# Fusão Nuclear

A fusão nuclear pode acontecer no Sol?

=> Eles têm que ter **energia cinética** (antes da aproximação) de

$$1/4\pi\epsilon_0 \cdot q_1q_2/r = 1/4\pi\epsilon_0 \cdot Z_1Z_2e^2/r$$

Para as **partículas** terem esta energia em **média**, a **temperatura** no núcleo do Sol deve satisfazer

$$3/2 \cdot k_B T = 1/4\pi\epsilon_0 \cdot Z_1Z_2e^2/r$$

$$\Rightarrow T = Z_1Z_2e^2/6\pi\epsilon_0k_B r \sim 10^{10} \text{ K para } Z_1 = Z_2 = 1$$

Mas o centro do Sol tem apenas  $1.57 \cdot 10^7 \text{ K}$ !

Até considerando que, na distribuição de Maxwell-Boltzmann, tem partículas com energias bem acima de  $3/2 \cdot k_B T$ , **não** chegamos em **taxas** significativas de fusões.

# Fusão Nuclear

A fusão nuclear pode acontecer no Sol?

Como os prótons superam a barreira de Coulomb, então?

Pelo efeito Túnel! ( $\Rightarrow$  Física Quântica)

Tomando como estimativa que as partículas têm que chegar dentro de um comprimento de onda de de Broglie  $\lambda$  uma da outra (classicamente) para poderem tunelar pela barreira.

Sendo  $\mu_m$  a massa reduzida  $m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ , no caso de 2 prótons,  $\mu_m = 1/2 m_p$ :  $1/4 \pi \epsilon_0 \cdot Z_1 Z_2 e^2 / \lambda = p^2 / 2 \mu_m = (h/\lambda)^2 / 2 \mu_m$   
 $\Rightarrow \lambda = 2 h^2 \pi \epsilon_0 / Z_1 Z_2 e^2 \mu_m$

$\Rightarrow T = [(h/\lambda)^2 / 2 \mu_m] / (3/2 \cdot k_B) = Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu_m / 12 \pi^2 \epsilon_0^2 h^2 k_B \sim 10^7$  K,  
compatível com a temperatura central do Sol.

# Fusão Nuclear

Vamos tentar determinar a **taxa** de fusões.

Em termos de **energia**, a **distribuição** de **Maxwell-Boltzmann** é:

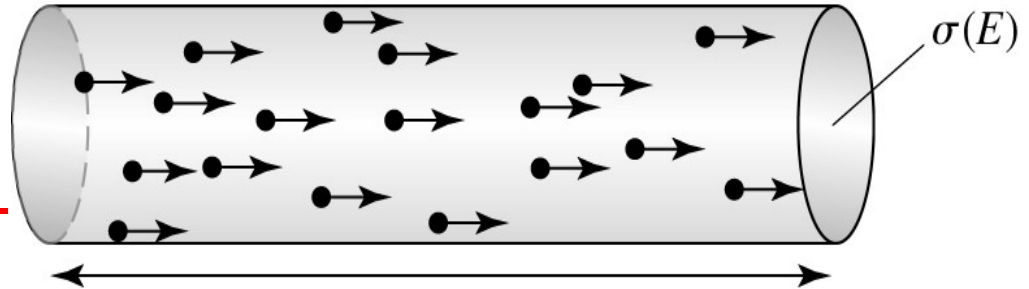
$$n_E dE = \frac{2\pi}{\pi^{1/2}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE$$

onde  $n$  é a **densidade total** de **partículas**,  
e  $n_E dE$ , a **densidade** de partículas com **energia cinética** entre  $E$  e  $E+dE$  ( $[n_E] = \text{m}^{-3}\text{J}^{-1}$ ).

vale  $n = \int_0^\infty n_E dE$

# Fusão Nuclear

Precisamos saber a taxa de choques por volume para partículas com velocidades relativas  $v$ , resp.



energia cinética relativa  $E = \frac{1}{2}\mu_m v^2$  ( $\Rightarrow v(E) = \sqrt{2E/\mu_m}$ ), áreas transversais de choque  $\sigma(E)$ , e densidade  $n_E dE$ . Sendo  $n_i$  a densidade de partículas incidentes, e  $n_x$ , a de partículas “alvo”.

Taxa de partículas incidentes se chocando com uma dada partícula alvo:  $dN_E/dt = \sigma(E)v(E) \cdot n_i/n \cdot n_E dE$   
 $\Rightarrow$  no. de reações por unidade de volume e de tempo:  
 $r_{ix} = \int_0^\infty n_x n_i \sigma(E)v(E) \cdot n_E/n dE$

# Fusão Nuclear

O **raio** da **seção** de **choque**  $\sigma(E)$  é aproximadamente um **comprimento de onda de de Broglie**:

$$\sigma(E) \approx \pi\lambda^2 = \pi(h/p)^2 \text{ prop. } 1/E$$

Mas a **seção** de **choque** também é **proporcional** à **probabilidade de tunelamento** ( $\Rightarrow$  física quântica):

$$\sigma(E) \text{ prop. } e^{-2\pi^2 U_c/E},$$

onde  $U_c/E$  é a **razão** entre **altura** da **barreira de Coulomb** (de novo,  $r \sim \lambda = h/\mu_m v$ ) e **energia cinética** da partícula,

$$U_c/E = Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 r E = Z_1 Z_2 e^2 \mu_m v / 2\pi\epsilon_0 h E$$

$$= Z_1 Z_2 e^2 \mu_m \sqrt{2E/\mu_m} / 2\pi\epsilon_0 h E = Z_1 Z_2 e^2 \sqrt{\mu_m} / \pi\epsilon_0 h \sqrt{2E}$$

$$\Rightarrow \sigma(E) \text{ prop. } e^{-b/\sqrt{E}}, \text{ onde } b \equiv \pi\sqrt{\mu_m} Z_1 Z_2 e^2 / \sqrt{2}\epsilon_0 h$$

$$\text{Combinando: } \sigma(E) \text{ prop. } 1/E \cdot e^{-b/\sqrt{E}}$$

# Fusão Nuclear

Infelizmente, estas ideias funcionam apenas aproximadamente, e temos que aplicar uma correção na forma de uma função  $S(E)$ , daquela esperamos que ela não varia muito rapidamente com  $E$ :

$$\sigma(E) = S(E)/E \cdot e^{-b/\sqrt{E}}$$

substituindo na integral da taxa de reações:

$$r_{ix} = \left(\frac{2}{kT}\right)^{3/2} \frac{n_i n_x}{(\mu_m \pi)^{1/2}} \int_0^{\infty} S(E) e^{-bE^{-1/2}} e^{-E/kT} dE$$

(o  $e^{-E/kT}$  vem da parte de altas energias da distribuição de Maxwell-Boltzmann; os  $\sqrt{E}$  da distribuição de M.-B. e de  $v(E)$  se cortam com o  $1/E$  de  $\sigma(E)$ )

# Fusão Nuclear

A função dentro da integral,

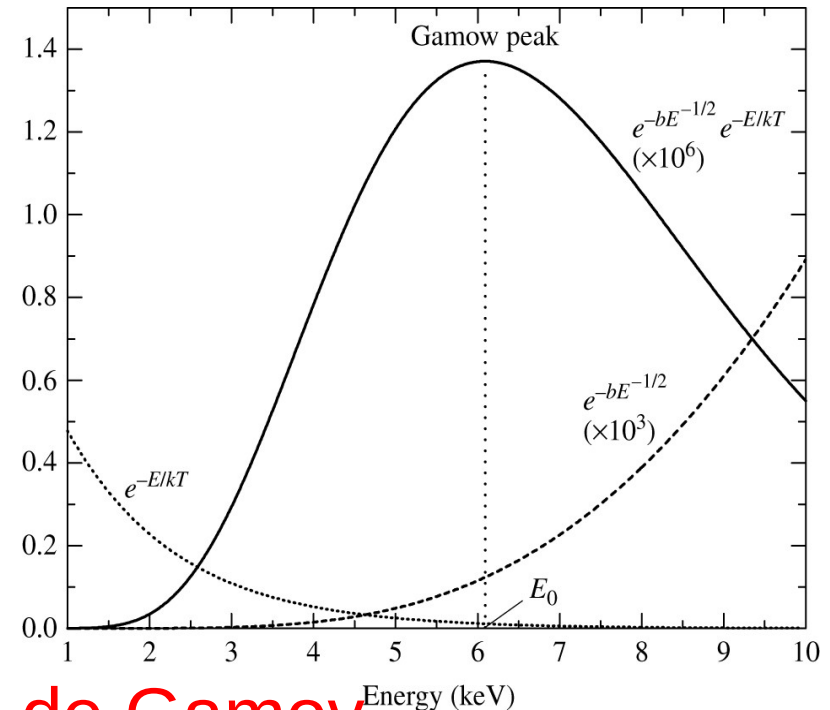
$$S(E) e^{-b/\sqrt{E}} e^{-E/kT},$$

é, então, proporcional à **taxa de reações** em função da **energia**.

Esta taxa tem um máximo em

$$E_0 = (bk_B T/2)^{2/3}, \text{ chamado } \textbf{pico de Gamov}.$$

A **maior parte** das **reações** vem de uma **faixa** de **energias** relativamente **estreita** em torno deste **pico**, que **depende** da **temperatura** do **gás** e das **cargas** e **massas** das **constituintes** da **reação**.

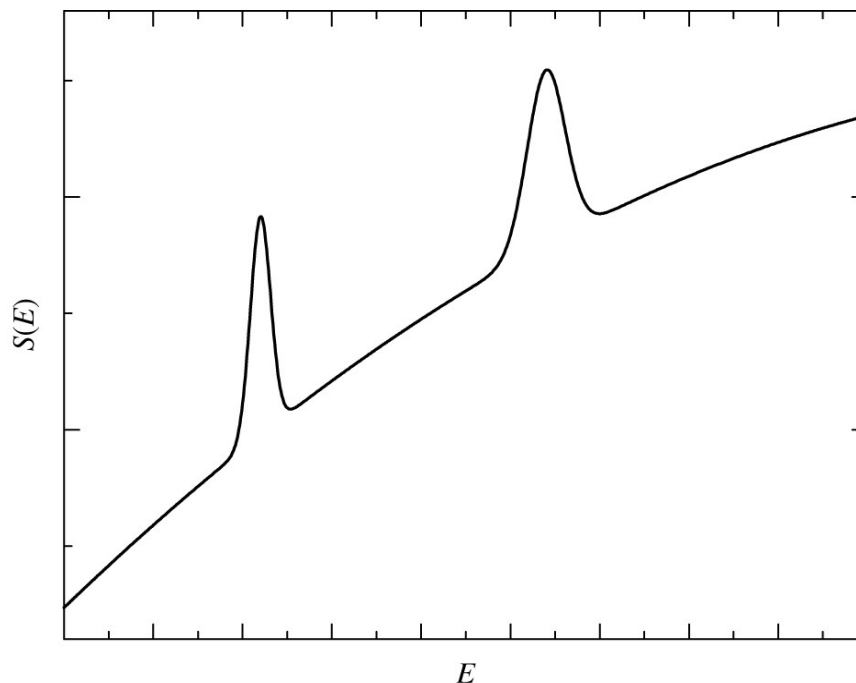


# Fusão Nuclear

## Ressonância

Nem sempre  $S(E)$  varia lentamente com  $E$ .

Se a **energia** das **partículas coincide** com um **nível de energia** de um dos **núcleos**, pode ocorrer **ressonância**, aumentando **significativamente** a **probabilidade** da **reação**, o que se exprime como **picos estreitos** em  $S(E)$ .



# Fusão Nuclear

## Blindagem (?) de Elétrons (*Electron Screening*)

Outro fator afetando as taxas de reações é a **blindagem de elétrons**. Nas condições nos núcleos das estrelas, os **átomos** são altamente **ionizados**, tal que os **núcleos** se encontram dentro de um “mar” de **elétrons**, que **reduzem** a **carga nuclear** que as partículas “vêm” uma da outra, o que aumenta a taxa de reações.

O **potencial efetivo** vira:  $U_{\text{eff}} = 1/4\pi\epsilon_0 \cdot Z_1Z_2e^2/r + U_s(r)$ , onde  $U_s(r)$  é a **contribuição** da **blindagem** de **elétrons**.

O **aumento** na **taxa** de **reações** pode ser **significativo**, às vezes aumentando a taxa de produção de hélio, por exemplo, por 10 % a 50 %.

# Fusão Nuclear

## Representando Taxas de Reações por Potências

Às vezes é ilustrativo aproximar a **dependência** da **taxa de reações** da **temperatura** por **funções de potência**:

$$r_{ix} \approx r_0 X_i X_x \rho^{\alpha'} T^\beta,$$

onde  $r_0$  é uma **constante**,  $X_i$  e  $X_x$  são as **frações de massa** das duas **partículas**, e  $\alpha'$  e  $\beta$  podem ser determinados por uma expansão de Taylor das equações de taxa de reações.

Normalmente,  $\alpha' = 2$  e  $\beta$  pode variar de 1 a 40 ou mais.

# Fusão Nuclear

## Representando Taxas de Reações por Potências

Combinando a taxa de reações com a energia liberada por reação,  $\varepsilon_0$ , a energia liberada por unidades de massa e tempo vira:

$$\varepsilon_{ix} = (\varepsilon_0/\rho)r_{ix} = \varepsilon_0' X_i X_x \rho^\alpha T^\beta,$$

onde  $\alpha = \alpha' - 1$

(então normalmente,  $\alpha = 1 \Rightarrow \varepsilon$  prop.  $\rho$ ).

# Fusão Nuclear

## Nucleossíntese Estelar e Leis de Conservação

Daremos uma olhada nos **processos principais** de **nucleossíntese** que ocorrem em **estrelas**, processos naqueles **elementos químicos** são **convertidos** em **outros**.

Além dos **núcleos** (compostos de prótons e nêutrons), estes processos podem envolver **fótons** ( $\gamma$ ), **elétrons** ( $e^-$ ), **pósitrons** (antie elétrons,  $e^+$ ), **neutrinos** do elétron ( $\nu_e$ ) e **antineutrinos** do elétron ( $\bar{\nu}_e$ ).

Estes últimos quatro partículas são de uma classe chamada **leptons** (juntos com os (anti)múons e (anti)tauons e seus (anti)neutrinos).

# Fusão Nuclear

## Nucleossíntese Estelar e Leis de Conservação

Nas reações, várias **grandezas** são **conservadas**:

- a **carga elétrica**
- o **número de núcleons**
- o **número leptônico**, isto é, o número de leptons de matéria ( $e^-$ ,  $\nu_e$ ) menos o número de leptons de antimatéria ( $e^+$ ,  $\bar{\nu}_e$ ).

# Fusão Nuclear

Simbolizaremos os **núcleos** da seguinte maneira:

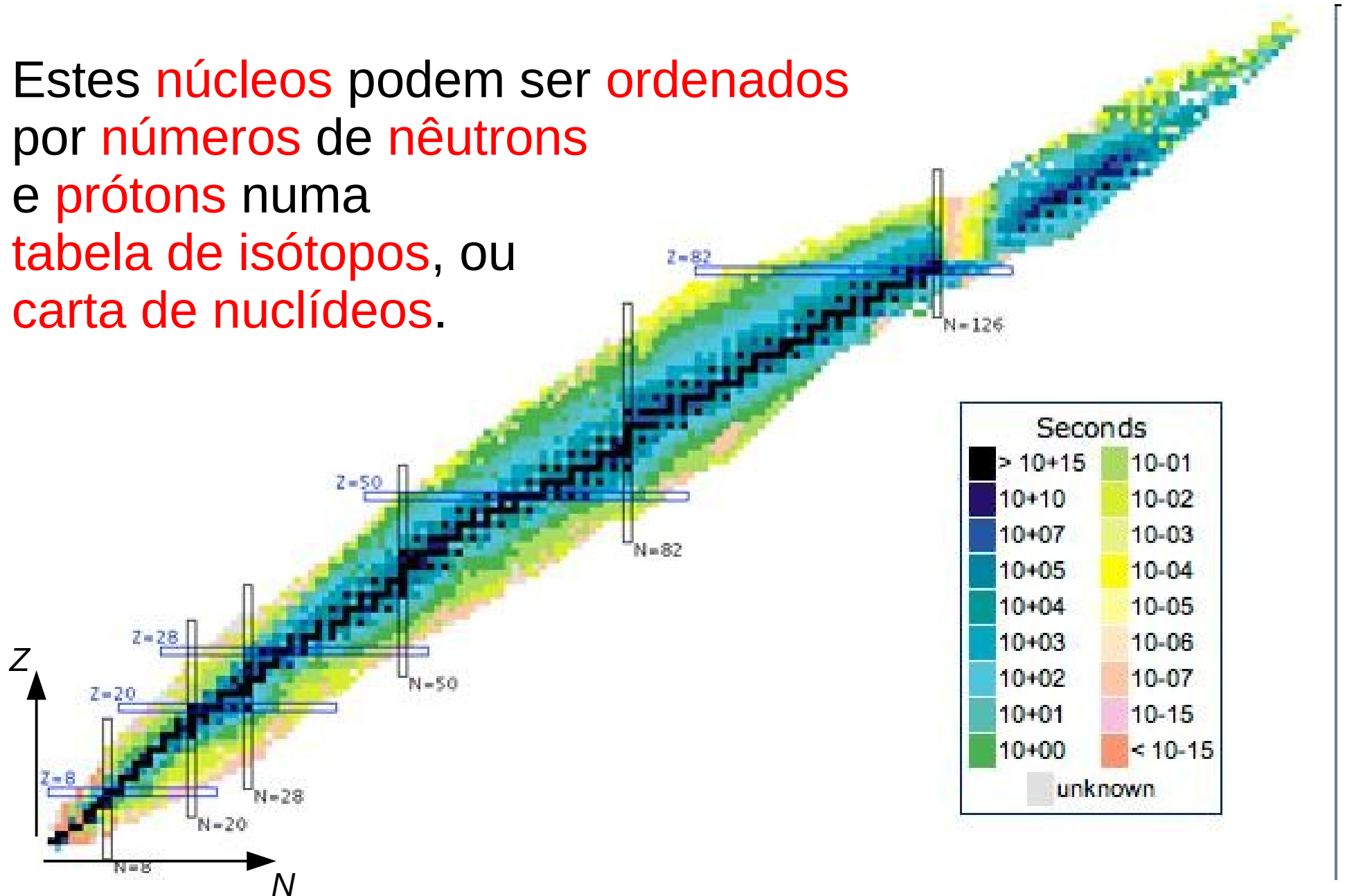


onde X é um **código** em **letras** (H, He, Li, etc.), designando o **elemento**, Z é o **número** de **prótons** (que determina o elemento, então não seria necessário colocar e é frequentemente omitido) que também é a **carga** do **núcleo** em **unidades** da **carga elementar** e, A é o **número** de **núcleons**,  $A = Z + N$ , N sendo o número de **nêutrons**.

**Núcleos** com Z **iguais**, mas N e portanto, A, diferentes são chamados **isótopos** do **mesmo elemento**.

# Nucleossíntese Primordial

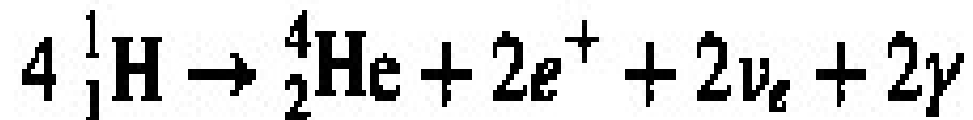
Estes núcleos podem ser ordenados por números de nêutrons e prótons numa tabela de isótopos, ou carta de nuclídeos.



# Fusão Nuclear

## “Queima” de Hidrogênio

Praticamente em **todas** as **estrelas**, **hidrogênio** é transformado em **hélio** (se não no núcleo da estrela, então provavelmente em alguma outra camada):



A queima de hidrogênio pode ocorrer de duas maneiras diferentes: Pela **cadeia próton-próton** e pelo **ciclo CNO**.

A queima de hidrogênio é de longe a **reação nuclear** com o **maior rendimento**.

As estrelas passam a **maior parte** (80 % a 90 %) das suas **vidas queimando** apenas **hidrogênio**.

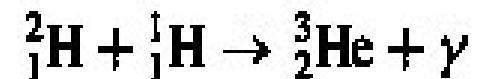
# Fusão Nuclear

## Cadeia próton-próton I (PP I)

A cadeia próton-próton tem três sub-ramos.

A primeira é mostrada aqui:

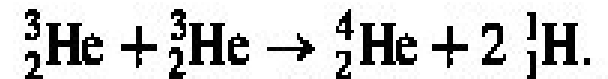
O isótopo hidrogênio  ${}^2_1\text{H}$  é também chamada deutério.



O passo mais lento é o primeiro,

que envolve o decaimento de um próton,

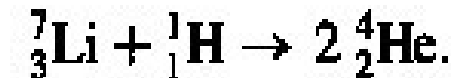
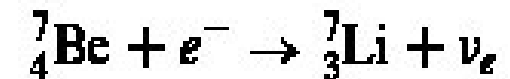
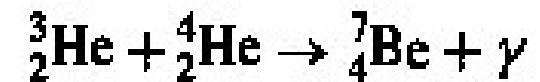
$p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ , causado pela força nuclear fraca.



# Fusão Nuclear

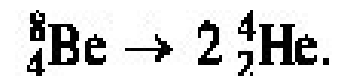
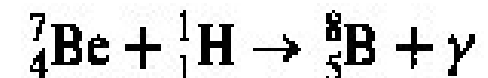
## Cadeia próton-próton II (PP II)

Uma vez formados hélio-3 e hélio-4, um outro ramo da cadeia p-p pode acontecer,



## Cadeia próton-próton III (PP III)

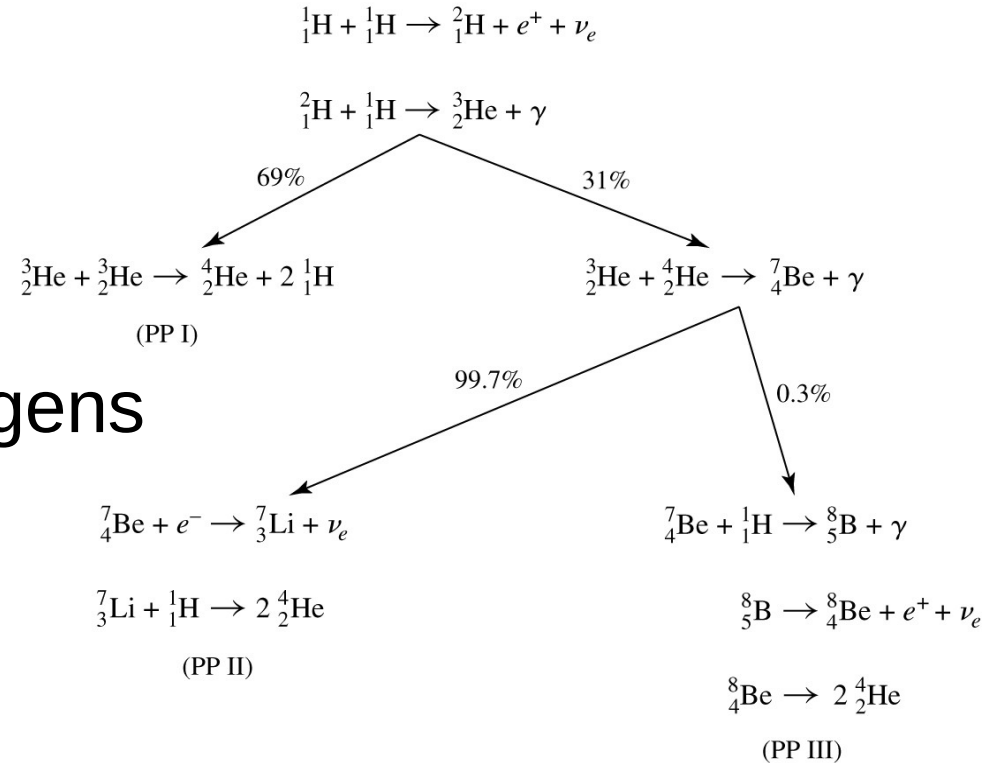
ou um terceiro (raro).



# Fusão Nuclear

## Cadeia próton-próton

Resumo dos três ramos da cadeia p-p, incl. as porcentagens de frequência de cada um.



A cadeia p-p ocorre a partir de  $\sim 10^7$  K, e

na aproximação pra **energia liberada**,  $\epsilon_{ix} = \epsilon_0' X_i X_x \rho^\alpha T^\beta$ , já que ambas as partículas alvos e as incidentes são núcleos de H,  $X_i = X_x = X$ ,  $\alpha = 1$  e  $\beta = 4$  (perto de 15 mi K)

$$\Rightarrow \epsilon_{pp} \simeq \epsilon_{0,pp}' \rho X^2 T_6^4 \propto T^4,$$

$$\text{onde } T_6 = T/(10^6 \text{ K}), \epsilon_{0,pp}' = 1.08 \cdot 10^{-12} \text{ W m}^3 \text{ kg}^{-2}$$

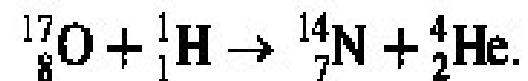
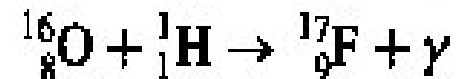
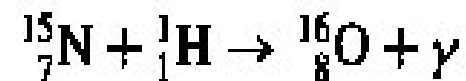
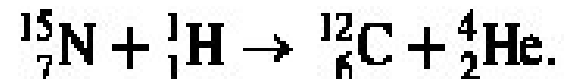
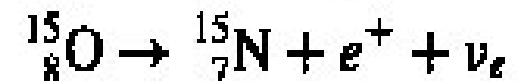
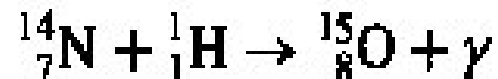
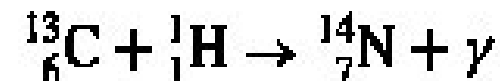
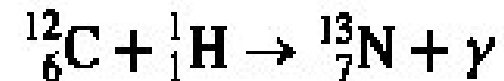
# Fusão Nuclear

## Ciclo CNO I

A partir de  $15 \cdot 10^6$  K, um outro processo também queima H, o **ciclo CNO**, naquele **carbono**, **nitrogênio** e **oxigênio** servem como **catalisadores**.

## Ciclo CNO II

Em uns 0.04 % das vezes, em lugar do último passo, ocorre uma sequência de reações alternativa.





# Fusão Nuclear

## Ciclo CNO

A **energia** gerada pelo **ciclo CNO** **aumenta** muito **rapidamente** com a **temperatura**,

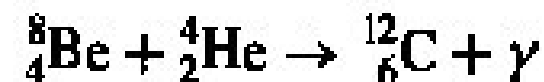
$$\epsilon_{\text{CNO}} \approx \epsilon_{0,\text{CNO}}' \rho X X_{\text{CNO}} T_6^{19.9} \propto T^{19.9}$$

(onde  $X_{\text{CNO}}$  é a fração de massa total de carbono, nitrogênio e oxigênio,  $\epsilon_{0,\text{CNO}}' = 8.24 \cdot 10^{-31} \text{ W m}^3 \text{ kg}^{-2}$ ), tal que este processo **domina** a cadeia p-p **a partir de  $\sim 17 \cdot 10^6 \text{ K}$ .**

# Fusão Nuclear

## Processo Triplo-alpha

Neste processo, **três núcleos** de **hélio** (partículas  $\alpha$ ) **fusionam** para formarem **carbono**, com um passo intermediário pelo berílio.



Como o berílio é instável, com tempo de vida  $7 \cdot 10^{-17}$  s, o segundo passo tem que acontecer imediatamente depois do primeiro, senão o berílio decai de novo, antes de fazer o segundo passo.

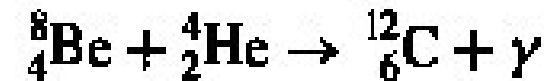
Pela baixa probabilidade deste “choque de três corpos”, o processo triplo-alpha ocorre (normalmente) **muito lentamente** (para temperaturas normais).

O processo triplo-alpha é o **gargalo** da **nucleossíntese**.

# Fusão Nuclear

## Processo Triplo-alpha

O processo triplo-alpha **começa** a  **$10^8$  K**, e a **energia liberada** pode ser aproximada por (temos três partículas envolvidas, e as três são núcleos de He, cuja fração de massa é chamada  $Y$ ):



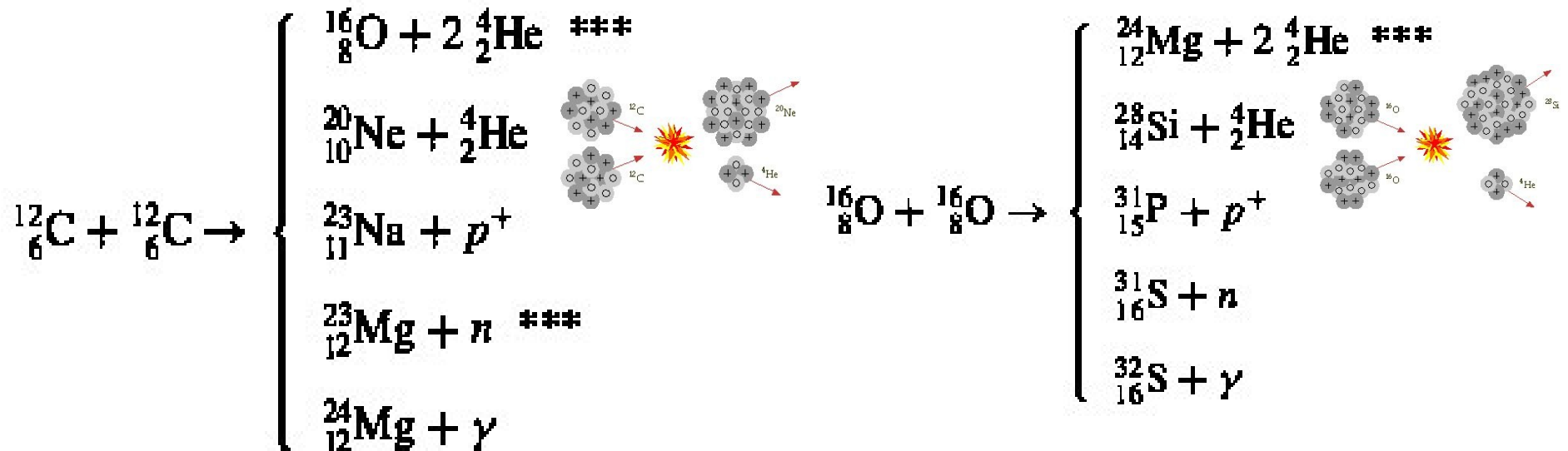
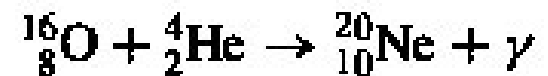
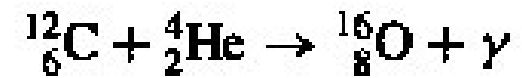
$$\varepsilon_{3\alpha} \simeq \varepsilon_{0,3\alpha} \rho^2 Y^3 T^{41} \propto T^{41} (!).$$

=> Uma vez “**acesso**”, pode acontecer uma **reação** em **cadeia**.

# Fusão Nuclear

## ”Queima” de Carbono e de Oxigênio

A partir de  $6 \cdot 10^8$  K, respectivamente  $1.5 \cdot 10^9$  K, ocorrem as **queimas** de **carbono** e de **oxigênio**.



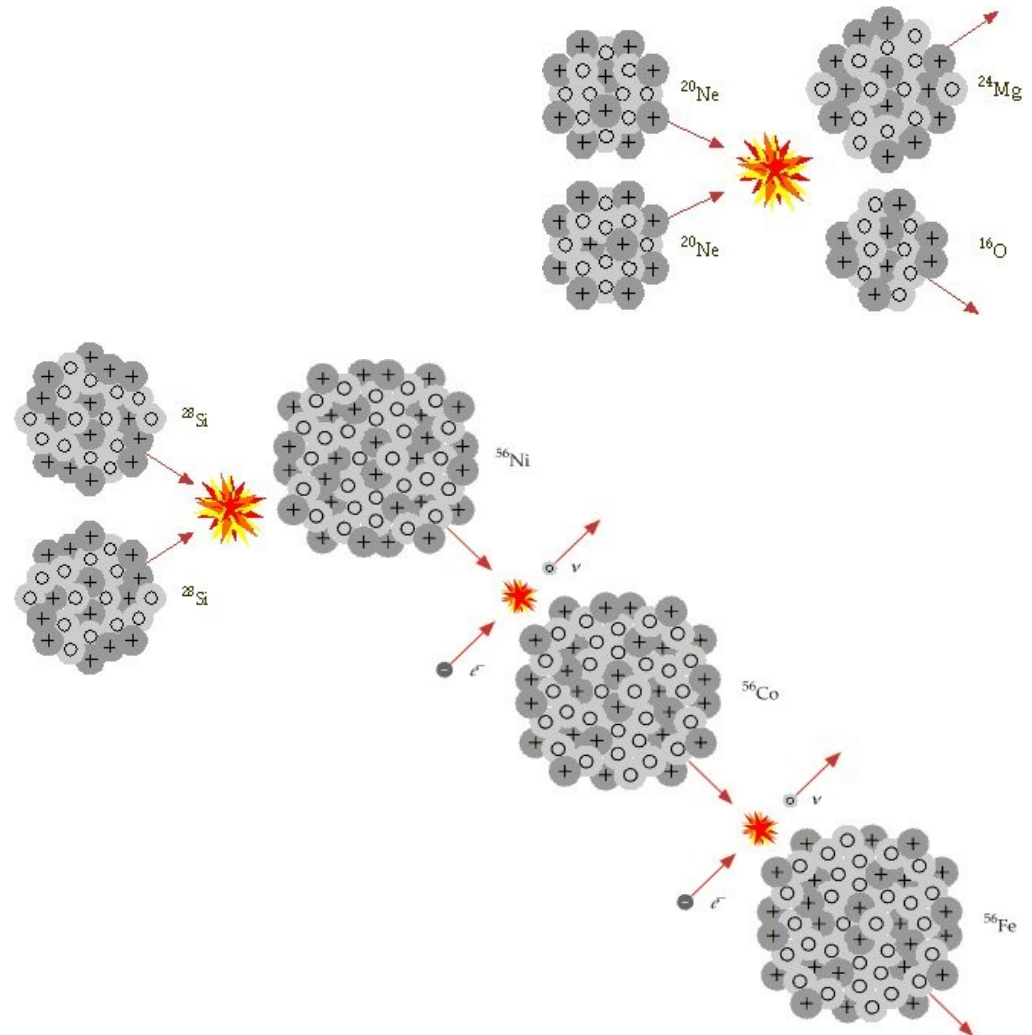
Os processos intermediários marcados com \*\*\* são **endotérmicos**, i. e. eles **consomem energia**.

# Fusão Nuclear

## ”Queima” de Neônio e de Silício

A partir de  $1.2 \cdot 10^9$  K:  
queima de **neônio**  
=> **magnésio** (e oxigênio),

e, finalmente,  
a partir de  $2.7 \cdot 10^9$  K:  
queima de **silício**  
(após uma voltinha  
pelo níquel e o cobalt)  
=> **ferro**



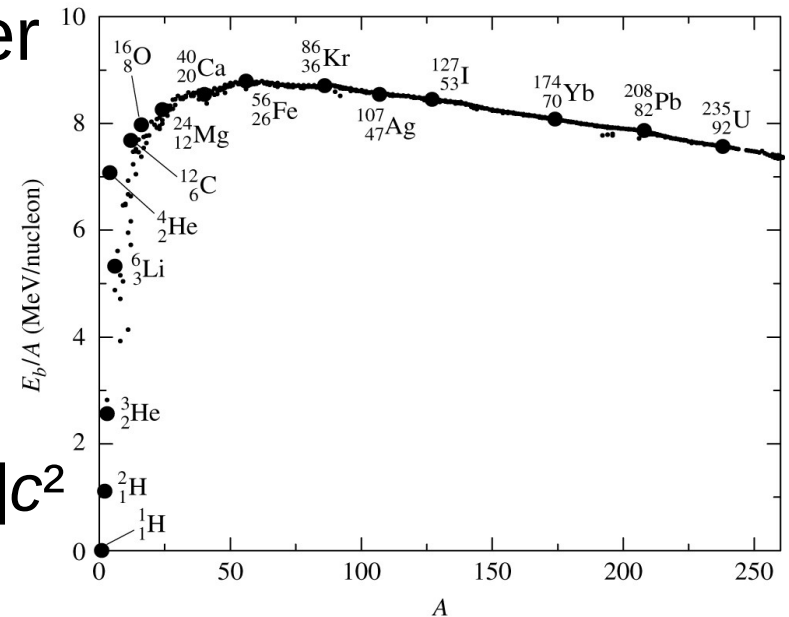
# Fusão Nuclear

## A Energia de Ligação por núcleon

Uma grandeza útil para entender a liberação de energia em reações nucleares é a **energia de ligação por núcleon**  $E_b/A$ , onde

$$E_b = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A-Z)m_n - m_{\text{núcleo}}]c^2$$

Elementos com  $E_b/A$  **alto**, como He e O, são entre os núcleos **mais frequentes** no Universo.



# Fusão Nuclear

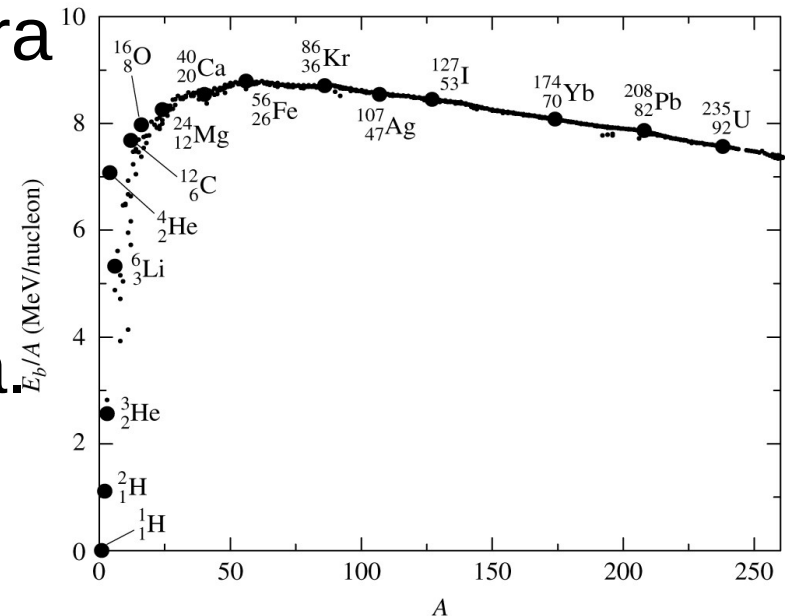
## A Energia de Ligação por núcleon

O que se vê também nesta figura é, que o **maior pulo** ocorre de **hidrogênio** para **hélio**.

=> A **queima de hidrogênio** é o passo que **mais** libera energia.

Em uma estrela que faz vários passos em seguida, os passos duram cada vez **mais curtos**, por que para cada passo o **combustível** a disposição é **menos rendoso**.

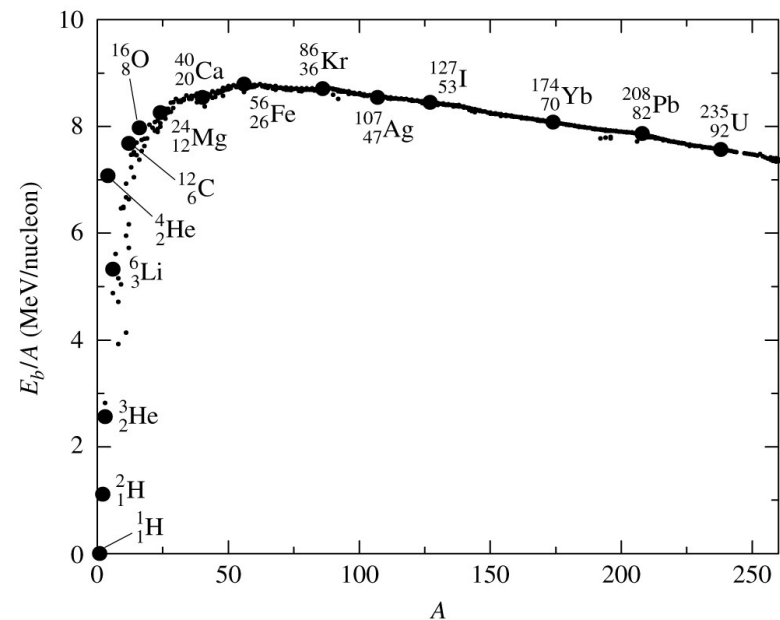
(=> aula Evolução Estelar)



# Fusão Nuclear

## A Energia de Ligação por núcleon

O **máximo** fica em **ferro-56**, o que significa, que **fusões** de elementos até produzir o ferro-56 são **exotérmicos** e podem ocorrer “espontaneamente”. A partir de lá, **fusões** são **endotérmicos** e **consomem energia**.



# Processos s e r

Como foram formados os elementos além de ferro?

Além deste problema, para elementos com  $Z$  cada vez maiores, a **barreira de Coulomb** é cada vez mais **alta**.  
=> cada vez mais **difícil** para partículas como **prótons** e as  **$\alpha$**  reagirem com estes núcleos.

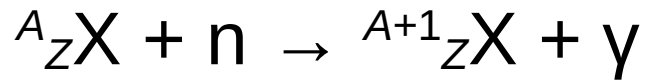
Mas para **nêutrons** esta limitação não existe!

A captura de nêutrons,  ${}^A_ZX + n \rightarrow {}^{A+1}_ZX + \gamma$

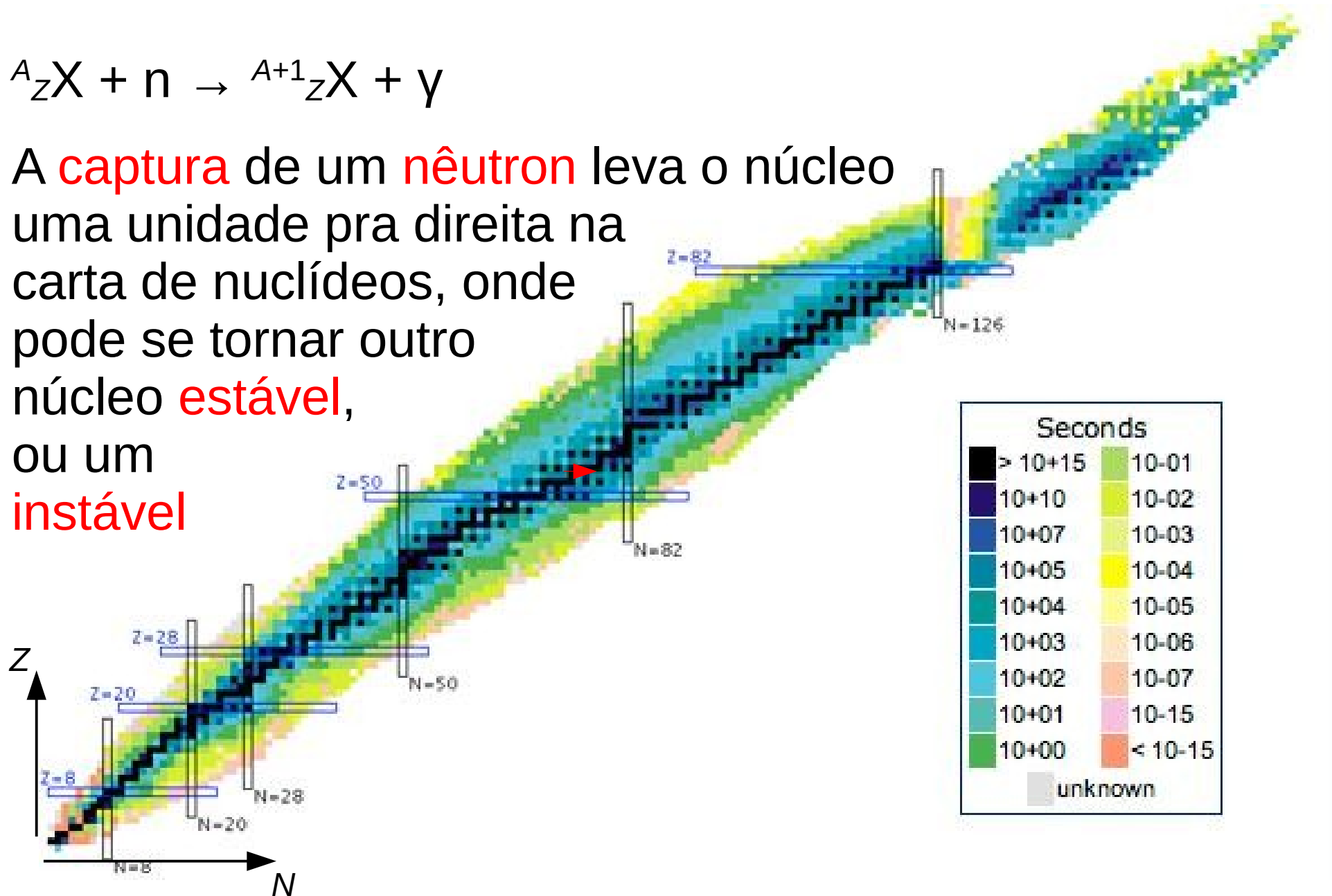
pode ocorrer, até em **temperaturas** relativamente **baixas**, desde que há nêutrons livres disponíveis.

No interior das estrelas, nêutrons podem surgir nas reações  **${}^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O} + n$**  e  **${}^{22}\text{Ne} + \alpha \rightarrow {}^{25}\text{Mg} + n$**

# Processos $s$ e $r$



A **captura** de um **nêutron** leva o núcleo uma unidade pra direita na carta de nuclídeos, onde pode se tornar outro núcleo **estável**, ou um **instável**



# Processos s e r

Se  ${}^{A+1}_{Z}X$  for **estável**, pode **capturar** mais um **nêutron**  
 $\rightarrow {}^{A+2}_{Z}X$ , mas certa hora **sai** do “vale de **estabilidade**”

Se  ${}^{A+1}_{Z}X$  (ou  ${}^{A+2}_{Z}X$ , ou ...) for **instável** e a **densidade** de **nêutrons** livres tão **baixa** que não dá para capturar outro nêutron ( $\sim 10^6$  a  $10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ), ele fará um **decaimento  $\beta$** :



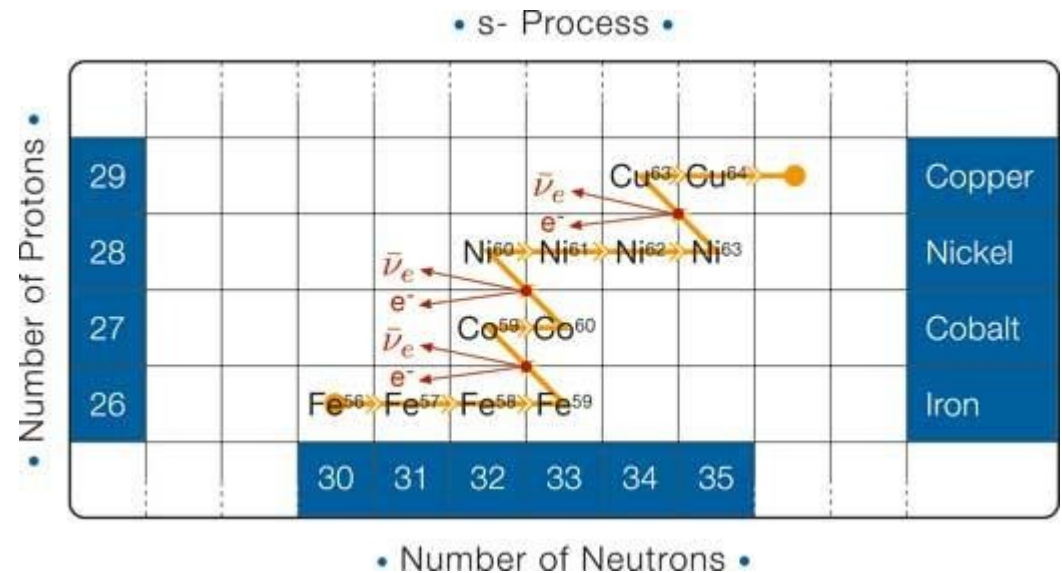
levando-o uma casa pra esquerda e uma pra cima, onde estão os núcleos estáveis, “de volta pro vale”, uma unidade acima de onde ele estava antes da captura do n,

tornando-se o **próximo elemento** do sistema periódico.

# Processos *s* e *r*

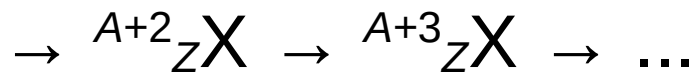
Desta maneira, em ambientes com **baixa densidade de nêutrons livres**, o núcleo **lentamente** migra ao longo do vale, processo chamado **processo *s***, de *slow*, lento, levando milhares de anos.

Desta maneira são formados ~ 60% dos **elementos mais pesados que o Fe** como estrôncio, bário, chumbo, bismuto, ...

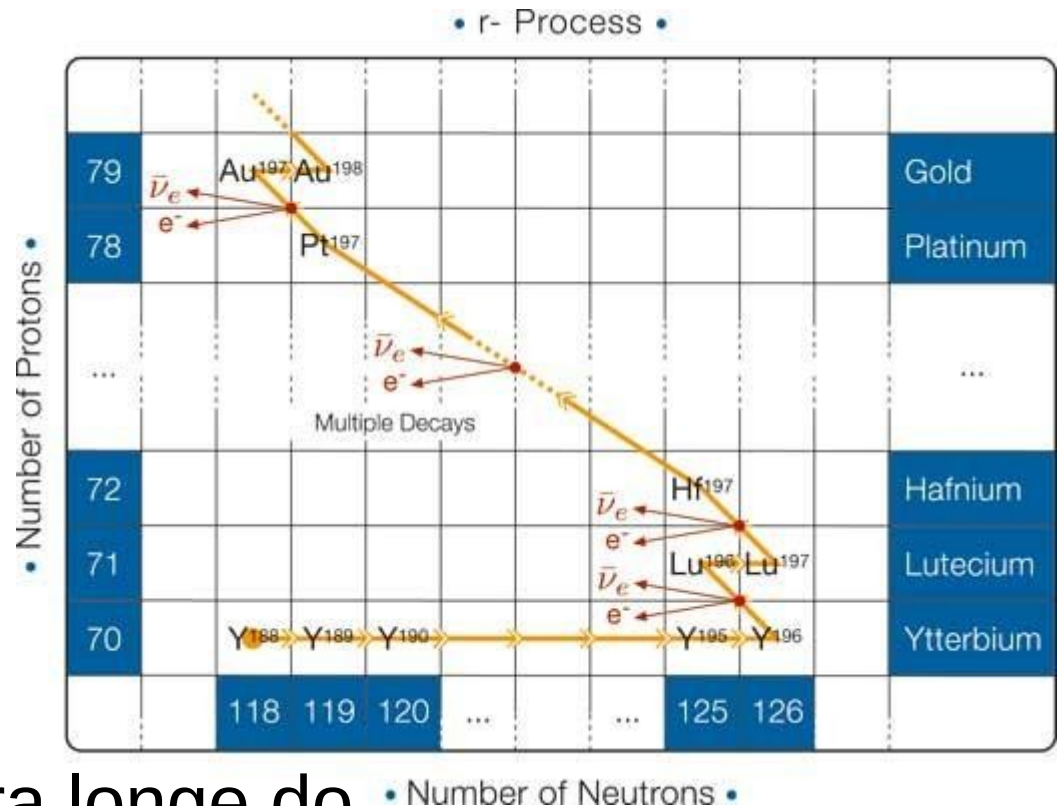


# Processos *s* e *r*

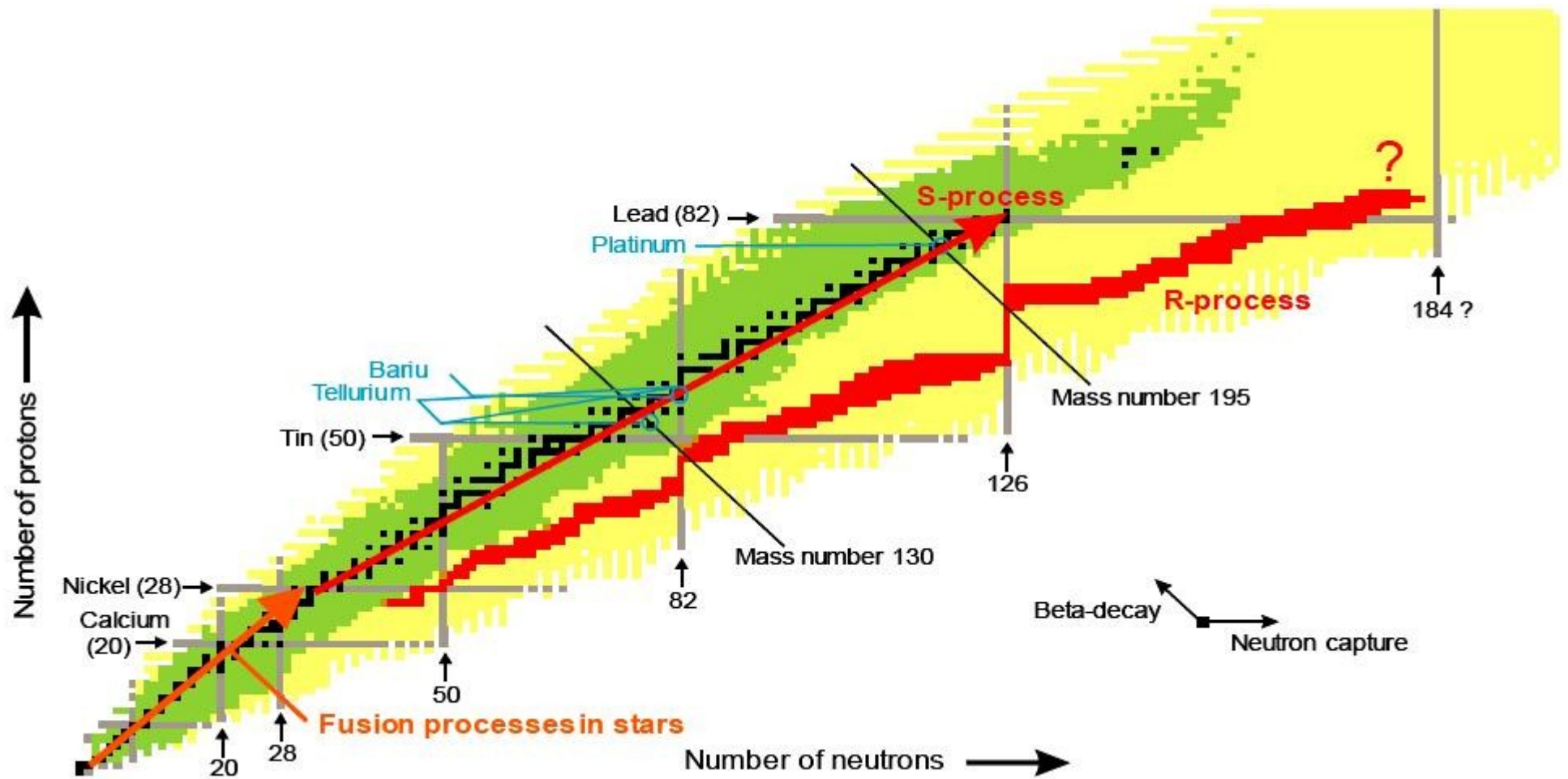
E se a **densidade** de  $n$  é **alta** o suficiente para o núcleo **capturar mais** um **nêutron** ( $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , o que acontece em **Supernovas** ( $\Rightarrow$  aulas mais pra frente)?



Com capturas em da ordem de ms, saímos para longe do vale antes de decair e chegar em **elementos mais pesados** como germânio, xenônio, cádmio, platina, ..., **processo** chamado *r* de *rapid*.



# Processos s e r



# Processo *rp*

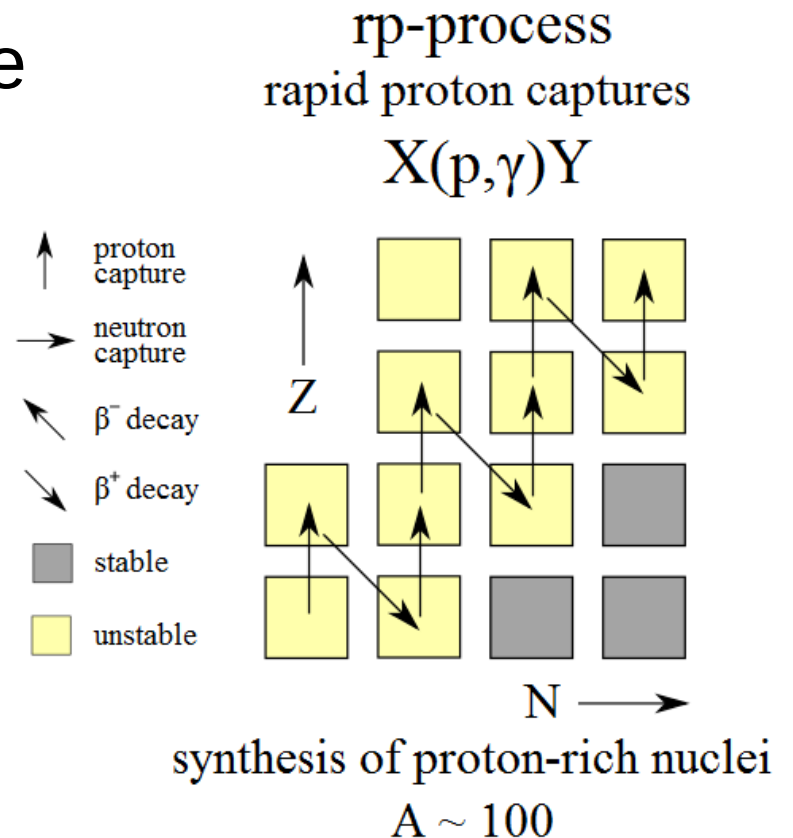
À esquerda do vale de estabilidade existem **isótopos** que devem ser formados pela **captura de prótons**.

Pela **barreira de Coulomb**, é preciso de **condições** ainda mais **extremas** para isto: densidades altas,  $T > 10^9$  K, como talvez ocorra em **surtos de raios gama** (=> aula mais pra frente).

=> **processo *rp*** (*rapid proton capture*)

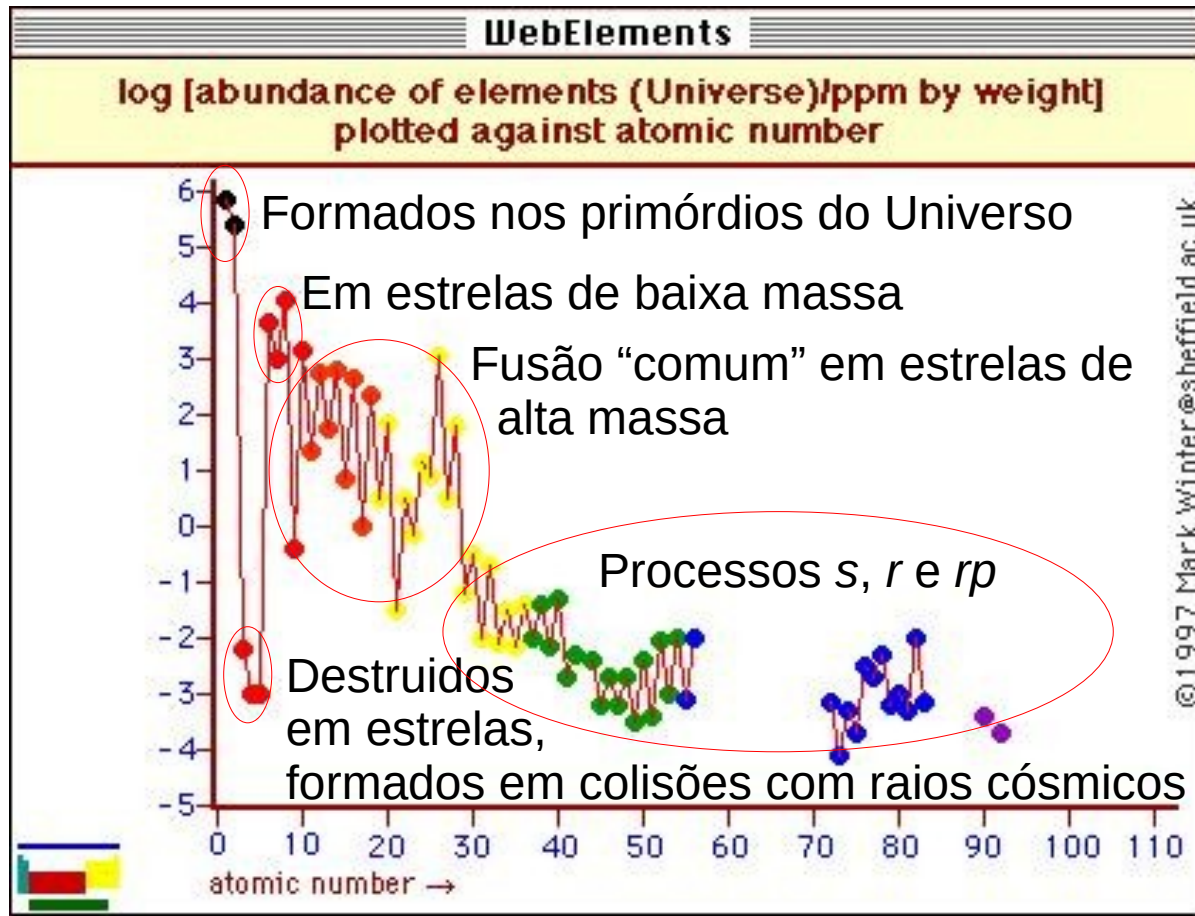
Surgem elementos como selênio, bromo, criptônio, ...

(Muito mais sobre os processos *s*, *r* e *rp* na aula Nucleossíntese explosiva)



# Origem dos Elementos

## Abundâncias dos Elementos no Universo



# Origem dos Elementos

Elementos formados no decorrer do tempo:

H B																	He B				
Li C	Be C															B C	C S L	N S L	O S L	F L	Ne S L
Na L	Mg L															Al \$ L	Si \$ L	P L	S S L	Cl L	Ar L
K L	Ca L	Sc L	Ti \$ L	V \$ L	Cr L	Mn L	Fe \$ L	Co \$	Ni \$	Cu L	Zn L	Ga \$	Ge \$	As L	Se \$	Br \$	Kr \$				
Rb \$	Sr L	Y L	Zr L	Nb L	Mo \$ L	Tc L	Ru \$ L	Rh \$	Pd \$ L	Ag \$ L	Cd \$ L	In \$ L	Sn \$ L	Sb \$	Te \$	I \$	Xe \$				
Cs \$	Ba L			Hf \$ L	Ta \$ L	W \$ L	Re \$	Os \$	Ir \$	Pt \$	Au \$	Hg \$ L	Tl \$ L	Pb \$	Bi \$	Po \$	At \$	Rn \$			
Fr \$	Ra \$																				
		La L	Ce L	Pr \$ L	Nd \$ L	Pm \$ L	Sm \$ L	Eu \$	Gd \$	Tb \$	Dy \$	Ho \$	Er \$	Tm \$	Yb \$ L	Lu \$					
		Ac \$	Th \$	Pa \$	U \$	Np \$	Pu \$	Am M	Cm M	Bk M	Cf M	Es M	Fm M	Md M	No M	Lr M					

<div style="background-color: #ccccff; width: 20px; height: 20px; margin: 0 auto; display: flex; align-items: center; justify-content: center; font-size: 8px;">B</div> <p>Big Bang</p>	<div style="background-color: #90ee90; width: 20px; height: 20px; margin: 0 auto; display: flex; align-items: center; justify-content: center; font-size: 8px;">L</div> <p>Large stars</p>	<div style="background-color: #ffcc99; width: 20px; height: 20px; margin: 0 auto; display: flex; align-items: center; justify-content: center; font-size: 8px;">\$</div> <p>Supernovae</p>
<div style="background-color: #add8e6; width: 20px; height: 20px; margin: 0 auto; display: flex; align-items: center; justify-content: center; font-size: 8px;">C</div> <p>Cosmic rays</p>	<div style="background-color: #ffff99; width: 20px; height: 20px; margin: 0 auto; display: flex; align-items: center; justify-content: center; font-size: 8px;">s</div> <p>Small stars</p>	<div style="background-color: #cc99ff; width: 20px; height: 20px; margin: 0 auto; display: flex; align-items: center; justify-content: center; font-size: 8px;">M</div> <p>Man-made</p>



Universidade Federal do ABC

# Introdução à Física Estelar

## FIM PRA HOJE

