Bloco 15

Expansão do MI

- **Referências**
  - Spitzer – Cap. 11
  - Dyson & Williams – Cap. 7
  - Maciel – Cap. 11
  - Scheffler & Elsässer – Seção 6.3
  - Lequeux – Cap. 12 (mais atual que notas destes slides)

Processos dinâmicos no MI

- Alguns exemplos de processos no MI que necessitam de descrição dependente no tempo são:
  - interação de SN com o MI, onde a energia e o momento depositados no MI resultam da ejeção explosiva das camadas externas de uma estrela
  - expansão de regiões HII e NP
  - interação com o MI de ventos intensos de estrelas frias e quentes
  - processos de colapso e fragmentação de nuvens moleculares densas ⇒ formação estelar
  - estrutura do MI, que se origina do conjunto dos processos acima
- Os itens sublinhados serão abordados nesta aula.

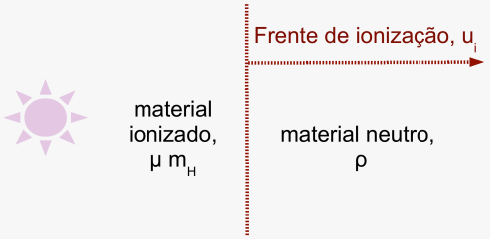
- Os dois principais eventos que contribuem para injeção de energia cinética no MI são:
  - Regiões HII
    - a energia do expansão é proveniente dos fótons da estrela ionizantes
  - SN
    - a energia neste caso provém da ejeção de matéria

Dinâmica de regiões HII

- Uma estrela O tem um tempo de vida da ordem de 10^7 anos
- O ingresso na SP de uma estrela desse tipo é da ordem de $10^{4\text{-}5}$ anos. Assim, podemos considerar que o fluxo ionizante é estabelecido instantaneamente
- Na sequência principal, o gás circunvizinho é aquecido (por fotoionização e efeito fotoelétrico nos grãos) e expande-se devido à diferença de pressão introduzida
- Existem dois momentos da expansão associados a uma região HII
  1. inicialmente ocorre uma frente de ionização: fótons ionizando o material neutro
  2. com o esgotamento dos fótons, ocorre uma expansão do material ionizado devido à diferença de pressão com a região neutra em torno

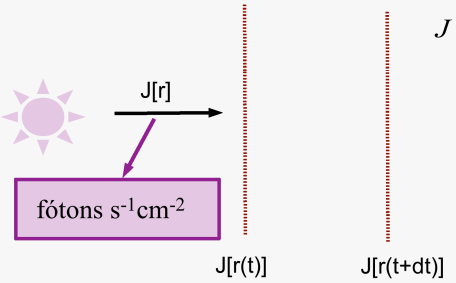
Frente de ionização

- Inicialmente, vamos definir o referencial. Ele será fixo na estrela e no gás neutro. Assim, a velocidade da frente não é nula (em comparação com a abordagem de choque feita na aula anterior).



- A velocidade da frente de ionização, u_i, pode ser calculada considerando o modelo abaixo, onde J(r) é igual ao número de fótons ionizantes atravessando a frente de ionização por unidade de área no raio r

$$J(t+dt)-J(t)=J(r)\,dt$$



$$J(r)\,dt=n_H\,dr$$

$$\frac{J(r)}{n_H}=\frac{dr}{dt}=u_i$$

- J(r) pode ser calculado a partir de Q(r):

fótons s^{-1} no raio r

$$4\pi r^2 J(r)=Q(0)-\frac{4\pi}{3}r^3\,x\,n_e n_H \alpha^{(2)}$$

fótons ionizantes emitidos pela estrela

fótons perdidos em ionizações internas a r

- Assim, obtemos:

$$u_i=\frac{1}{n_H}J(r)$$

$$u_i(r)=\frac{Q(0)}{4\pi r^2 n_H}-\frac{1}{3}r\,x\,n_e\alpha^{(2)}$$

$$\frac{dr(t)}{dt}=\frac{Q(0)}{4\pi r^2 n_H}-\frac{1}{3}r\,x\,n_e\alpha^{(2)}$$

- Considerando a densidade eletrônica dentro da região ionizada igual a densidade de hidrogênio na região neutra e ionização total, a solução para r(t) é dada por:

$$r_i^3(t)=r_s^3\{1-\exp(-n_H\alpha^{(2)}t)\}$$

  - onde r_s é o raio de Strömgren.

- Resultados (vide exercícios)
  - a velocidade da frente de ionização diminui com o raio, tendendo a zero no raio de Strömgren
  - a velocidade próxima de t=0 é da ordem de milhares de km/s, muito maior que a velocidade do som. Assim, o gás não consegue reagir a frente de ionização mudando sua densidade, por exemplo. Consequentemente, podemos considerar as densidades nos dois lados da frente iguais.

Weak-R ionization front

- O caso mais comum é o caso "rarefeito" fraco onde:
  - o fraco refere-se a solução com sinal negativo nas condições de Rankine-Hugoniot que resulta em um aumento "fraco" da densidade e velocidade na frente de ionização
  - rarefeito, pois acontece em meios com densidades baixas

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = 1 + \frac{C_2^2}{u_1^2} \qquad e \qquad u_1 - u_2 = \frac{C_2^2}{u_1^2}$$

- De fato a equação deduzida para a velocidade é válida apenas no caso "weak R". Porém isso ocorre até praticamente o momento em que a frente de expansão atinge o raio de Strömgren do primeiro momento de expansão

Frente de expansão

- Após o esgotamento dos fótons ionizantes, a pressão na região HII torna-se maior que na região neutra
  - temperatura é 100x maior na região HII
  - densidade numérica é da ordem de 2x maior
- Assim, a RHII expandirá até alcançar o equilíbrio hidrostático. Desse modo, considerando n a densidade do Hidrogênio. podemos escrever (1: início da fase; 2: final da fase)

$$P_1 = P_2 \quad \rightarrow \quad n_1 k T_1 = 2 n_2 k T_2$$

$$n_2 = \frac{T_1}{(2 T_2)} n_1$$

$$r_2 = \left[\frac{2 T_2}{T_1}\right]^{2/3} r_1 \longrightarrow$$

A partir do Raio de Stromgren, $r_s \propto n_H^{-2/3}$

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{2 T_2}{T_1}$$

- Considerando valores típicos, obtemos:

$$\frac{n_2}{n_1} = 0.005$$

$$\frac{r_2}{r_1} = 34$$

$$\frac{M_2}{M_1} = 200$$

- A expansão da região HII – que leva a uma rarefação – não altera o balanço de ionização
  - isso ocorre devido a menor eficiência de recombinação, que é proporcional ao quadrado da densidade (mecanismo colisional)
- A expansão ocorre até o estabelecimento do equil. hidrostático

Propagação de envelopes de SN

- Supernovas:
  - se $M_* > 8\ M_\odot$ ➡ SN
  - a energia liberada em um evento de SN, E_{SN}, é da ordem de 10^{51} erg e divide-se em radiação e energia cinética
  - eventos explosivos onde a velocidade do material ejetado atinge valores da ordem de 10.000 km/s
  - velocidades são obviamente supersônicas e um choque ocorre
- A evolução da expansão pode ser dividida em três fases de acordo de acordo com as condições de transição no choque

Fases da SN

- Fase 1
  - velocidade da frente de expansão é constante, pois o fluxo de matéria não "sente" o material do MI
- Fase 2
  - fase adiabática
    - determinada pela quantidade de matéria do MI arrastada pela frente de choque
    - apesar do acréscimo de densidade os mecanismos de resfriamento não são eficientes e choque pode ser considerado adiabático
- Fase 3
  - fase radiativa/isotérmica: quando o resfriamento por radiação passa a ser importante

Expansão de SN: Fase 1

- Na fase inicial, a velocidade de expansão do envelope é constante, pois a massa do MI arrastada é pequena, oferecendo pouca resistência

$$\rho_{SN} \gg \rho_{MI} = \rho_1$$

$$\downarrow$$

matéria do MI "arrastada" $\quad \frac{4\pi}{3} r_s^3 \rho_1 < M_{SN}$ $\quad$ massa do envelope

- Quando a massa arrastada pelo MI aproxima-se à do envelope, a velocidade diminui e ocorre uma mudança da dinâmica. Considerando valores de $M_{SN} \sim 0.5\ M\odot$ e $\rho_{MI} = 2\ 10^{-24} g\ cm^{-3}$, temos que $r_s = 1.6$ pc (raio da frente de expansão).

velocidade da ordem de 20.000 km/s

Expansão de SN: Fase 2

$$\frac{4\pi}{3} r_s^3 \rho_1 \approx M_{SN}$$

- Quando a massa comprimida do MI torna-se comparável à massa do envelope da SN ocorre uma desaceleração da expansão
- A temperatura do envelope atinge $\sim 10^{7\text{-}8}$ K (vide próximo slide)
  - o resfriamento ocorre por bremsstrahlung, que é um mecanismo lento. Assim, o choque pode ser considerado adiabático. Esta fase é também chamada de Fase de Sedov.
  - E ~ cte.

Resfriamento a altas temperaturas

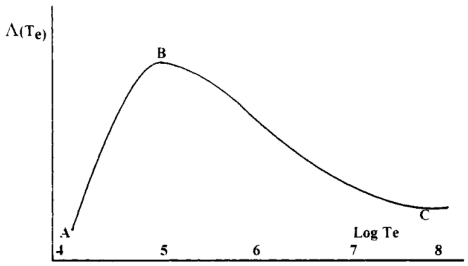


Figure 6.6. The cooling function $\Lambda(T_e)$ for shocked interstellar gas.

Dyson & Williams

Table 6.1.

Region	Approximate temperature range	Main cooling process	Spectral region of the radiation
A → B	$5 \times 10^3\ K \lesssim T \lesssim 10^5\ K$	forbidden lines	optical; IR
B	$T \approx 10^5\ K$	H excitation/ionization	optical; UV
B → C	$10^5\ K \lesssim T \lesssim 10^8\ K$	resonance lines	far UV; soft X-ray
C onwards	$T \gtrsim 10^8\ K$	bremsstrahlung	radio

Expansão da frente - DW, Sec. 7.3.3

- No caso de um choque adiabático, as energias térmica e cinética por unidade de massa podem ser consideradas iguais e dadas por:

$$E_T = E_K = \frac{9}{32} u_1^2$$

- Assim, a energia total, E, pode ser dada pela integral do valor acima dentro da esfera em expansão:

$$E_{SN} = \frac{3}{4} \pi \rho_1 r_s^3 u_1^2$$

- A equação acima possui a seguinte solução para raio e, consequentemente, para velocidade

$$r_s = \left(\frac{25}{3\pi}\right)^{1/5} \left(\frac{E_{SN}}{\rho_1}\right)^{1/5} t^{2/5} \quad e \quad u_1 = \frac{2}{5} \left(\frac{25}{3\pi}\right)^{1/5} \left(\frac{E_{SN}}{\rho_1}\right)^{1/5} t^{-3/5}$$

Densidade x raio

- Cálculos mostram que a pressão e a densidade diminuem da frente de choque para trás. Vide tabela abaixo para pressão

Table 12.1. Pressure Variation behind Adiabatic Supernova Shock Front

r/r_s	1.00	0.99	0.98	0.97	0.96	0.95	0.94
p/p_2	1.000	0.926	0.860	0.802	0.751	0.706	0.666
r/r_s	0.93	0.92	0.90	0.88	0.86	0.84	0.82
p/p_2	0.630	0.598	0.545	0.502	0.467	0.439	0.415
r/r_s	0.80	0.75	0.70	0.60	0.50	0.40	0
p/p_2	0.396	0.362	0.340	0.318	0.310	0.306	0.306

Spitzer

- Assim, a maior parte da massa do envelope concentra-se próxima à frente de choque
  - 0.5 M_{SN} concentra-se a 6.1% do raio final
  - 0.75 M_{SN} concentra-se a 12.6% do raio final

- Em um choque adiabático, a temperatura é dada por:

$$T_2 = \frac{3}{16} \frac{\mu m}{k} u_1^2$$

- Usando essa expressão e os resultados anteriores, obtemos:

$$r_s = \frac{0.26 [t_{ano}]^{2/5}}{n_H^{1/5}} pc$$

$$T_2 = \frac{1.5\,10^{11}}{[t_{ano}]^{6/5} n_H^{2/5}} K$$

  - onde foi considerado $n_{He}/n_H = 0.10$
- Assim, a temperatura diminue com o tempo
- Do ponto de vista espacial, a temperatura aumenta com a diminuição do raio pois a frente de choque foi mais quente no passado (a raios menores, portanto)

Fase 3: Radiativa

- Com o aumento da densidade com o tempo (e com o raio), mecanismos mais eficientes de resfriamento passam a atuar e o choque não pode mais ser considerado adiabático.
- Quando T aproxima-se de 10^6 K, a energia média do elétron cai para 100 eV. Isso ocorre tipicamente em:
  - $t \sim 2\ 10^4$ anos
  - $r_s \sim 14$ pc
- Nesse caso, núcleos como C, N e O capturam elétrons e podem, então, sofrer transições. Assim, a perda de energia por radiação torna-se importante
- Assim, choque deixa de ser adiabático. Ele passa a ser mantido pelo momento da matéria do envelope, não mais por sua energia térmica

- Quando o choque entra na fase isotérmica, o momento do envelope (*shell*) em expansão permanece constante. Assim:
  - $M_t\, u_t = M\, u = \text{cte.}$,
    - onde: M é massa do envelope e u, sua velocidade
    - as variáveis com o índice t referem-se ao início da fase 3

- Considerando que a massa do envelope é TODA a massa do MI arrastada (o que não é completamente correto), temos:

$$M = \frac{4\pi}{3} r_s^3 \rho_1$$

- E velocidade pode ser expressa como:

$$u = \frac{3 M_t u_t}{4\pi r_s^3 \rho_1}$$

- Assim, o raio e a velocidade do envelope são:

$$r_s = r_t \left[1 + 4 \frac{u_t}{r_t} (t - t_t) \right]^{1/4}$$

$$u = u_t \left[1 + 4 \frac{u_t}{r_t} (t - t_t) \right]^{-3/4}$$

- Valores típicos
  - raio: 15 pc
  - velocidade de expansão: 85 km/s
  - idade: 40.000 anos

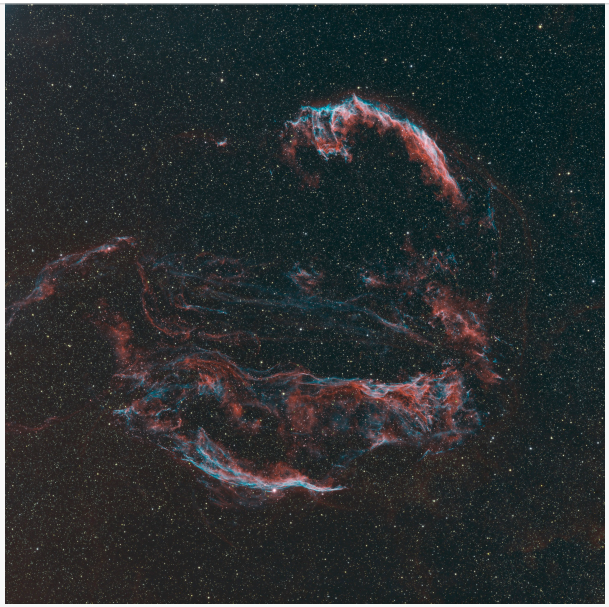
- Notar que a velocidade cai mais rapidamente agora:
  - Fase 3: $v \propto \frac{1}{r_s^3}$
  - Fase 2: $v \propto \frac{1}{r_s^{3/2}}$
  - Fase 1: velocidade constante

Desaparecimento da SNR

- A SNR desaparece (=mistura-se ao MI) quando sua velocidade de expansão iguala-se à velocidade de dispersão do MI, que é da ordem de 10 km/s

- Nessa momento
  - raio ~ 40 pc
  - idade ~ 1.000.000 anos

- Uma SNR injeta algo como 3% da sua energia no MI em forma de energia cinética



Cygnus Loop
= Veil Nebula

Diâmetro: 6 graus

SN na fase radiativa

http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap100916.html