



Aula 12 – Formação de estruturas: bárions e fótons

**C.A.Wuensche / C. Córdula Dantas
ca.wuensche@inpe.br
INPE – Divisão de Astrofísica**



Introdução

- ✓ Após o processo de desacoplamento, a matéria bariônica encontra-se livre para “aglomerar-se”, sem a pressão dos fótons acoplados via espalhamento Thomson
- ✓ A interação com fótons “desacoplados” é extremamente benéfica nesse processo, uma vez que permite o resfriamento da matéria via ejeção de fótons
- ✓ Assim, pré-desacoplamento e logo após, o excesso de densidade era $\delta\rho/\rho \ll 1$
- ✓ Após algumas centenas de milhões de anos, esse excesso passou para valores $\delta\rho/\rho > 1$
- ✓ Hoje, na vizinhança solar, esse excesso é da ordem de 10^7

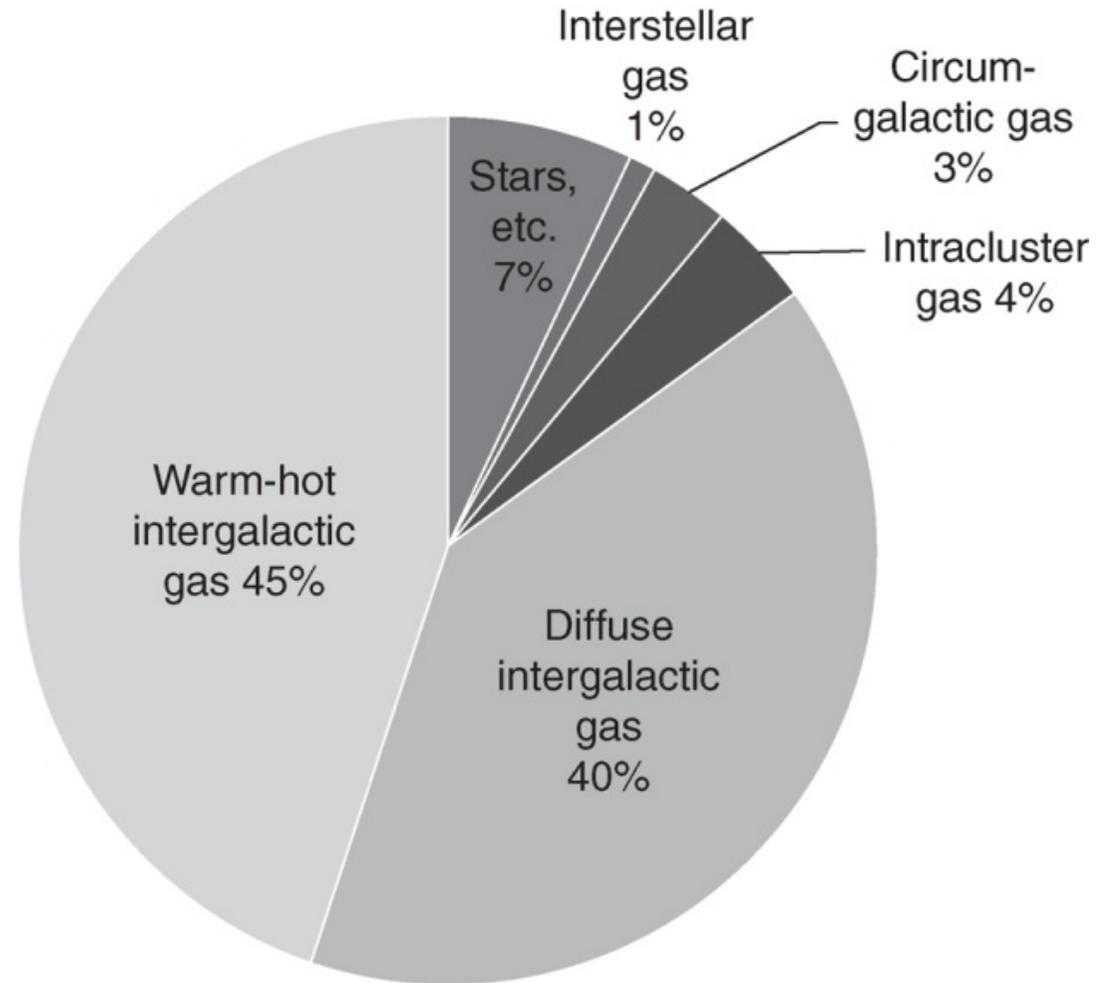
- ☑ Para comparação, colocamos densidades em alguns momentos e épocas específicos

Localização	Densidade típica (kg.m ⁻³)
ρ_{barion} (z=1100) média	$5,6 \times 10^{-19}$
ρ_{barion} (z=0) média	$4,2 \times 10^{-28}$
ρ_{barion} (grupo local)	$1,2 \times 10^{-27}$
ρ_{barion} (vizinhança solar)	$4,2 \times 10^{-21}$
ρ_{barion} (centro do Sol)	1400

- ☑ Esses valores maiores são extremamente localizados e a maioria de toda a matéria do Universo está espalhada, não concentrada...
- ☑ Um número interessante:

$$4,2 \times 10^{-28} \text{ kg.m}^{-3} \sim 4 \text{ átomos de H/m}^3$$

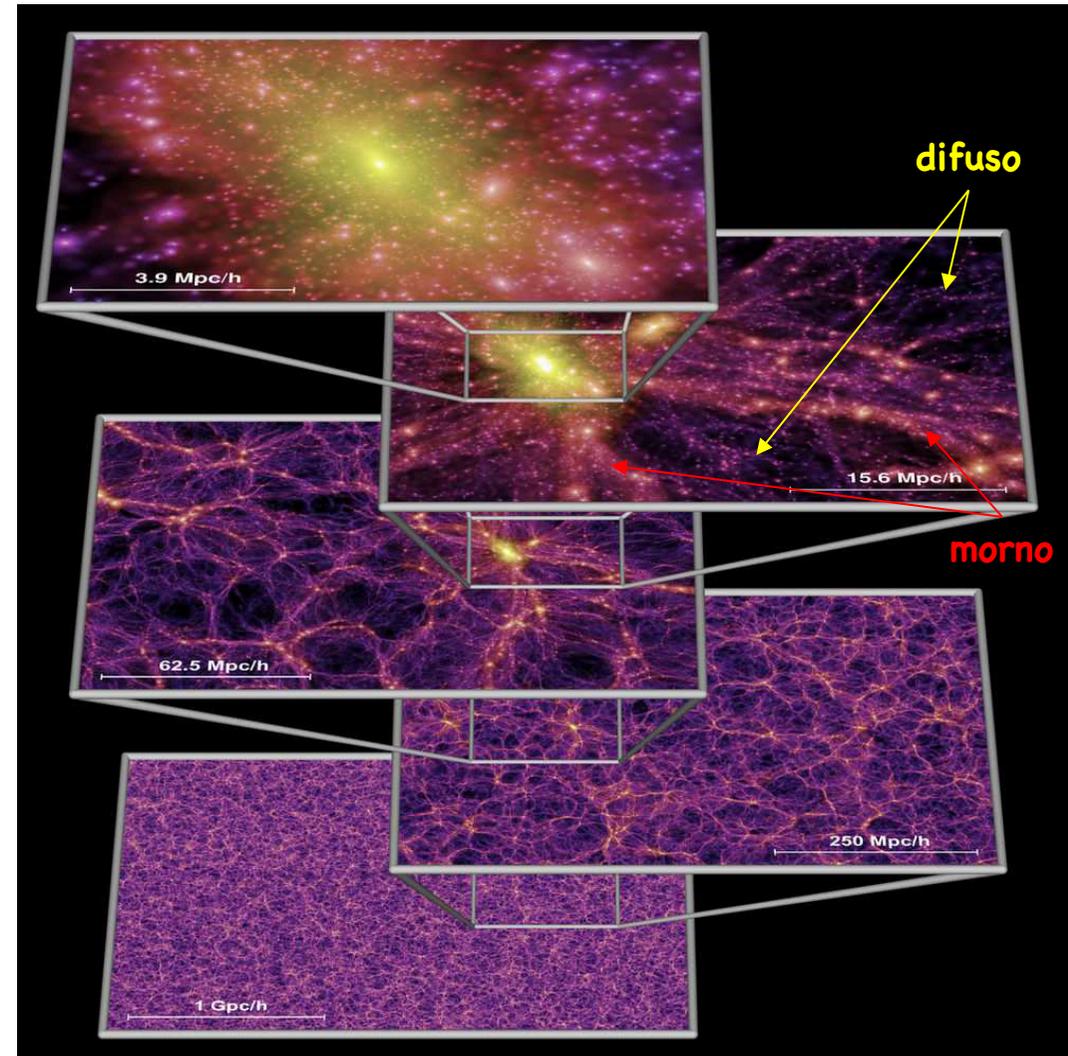
- ☑ E onde essa matéria está localizada???
- ☑ Estimativas são pouco precisas e necessitam da combinação de observações em diversos comprimentos de onda
- ☑ Natural fazer a estimativa inicial somente a partir da luz visível das estrelas, mas o valor é inferior a 10% da estimativa total



Fonte: Introduction to Cosmology (B. Ryden)

Matéria bariônica hoje...

- ✓ A estimativa de massa a partir de objetos com localização definida dá cerca de 15% da massa total de bárions
- ✓ E onde está o resto???"**THE MISSING BARYON PROBLEM!!**" (pergunta feita durante boa parte dos anos 80 e meados dos anos 90)...
- ✓ Distribuída entre gás intergaláctico difuso e morno...



Fonte: Springer et al. (Nature 2005)



- ☑ Quando falamos de gás intergaláctico, ou matéria intergaláctica, estamos falando, essencialmente, de hidrogênio!!! Incluir o He complica o tratamento mas não acrescenta nenhum insight especial nas conclusões...
- ☑ É natural, face ao número mostrado no slide 3, que existam regiões do Universo em que $\delta\rho \lesssim 0$
- ☑ Mesmo o gás morno, intergaláctico, apresenta $3 \lesssim \rho \lesssim 300!$
- ☑ Um ponto intrigante:
 - ✓ gás difuso $\rightarrow T \lesssim 10^5$ K
 - ✓ gás morno $\rightarrow 10^5 \lesssim T \lesssim 10^7$ K
- ☑ Essa temperatura é suficiente para colocar todo o H ionizado... Mas quando o desacoplamento ocorreu, todo o H estava praticamente neutro.
- ☑ **QUANDO o Universo sofreu essa REIONIZAÇÃO?**



A reionização do H

- ☑ O meio intergaláctico ionizado coloca novamente os elétrons, atores do espalhamento Thomson, de volta ao cenário!!!!
- ☑ Isso significa introduzir uma potencial NOVA INTERAÇÃO entre fótons da CMB e elétrons, entre sua criação em $z=1090$ e os radiotelescópios terrestres
- ☑ A taxa de espalhamento dos fótons da CMB depende do número de elétrons disponíveis, n_e , e de sua seção de choque, σ_e , para espalhamento Thomson, conforme a expressão
$$\Gamma = n_e \sigma_e c$$
 1
- ☑ Isso significa, que em algum momento t_* quando o Universo foi aquecido, a profundidade óptica do meio é alterada pelo número de elétrons passíveis de espalhar a CMB:

$$\tau_* = \int_{t_*}^{t_0} \Gamma(t) dt = \sigma_e c \int_{t_*}^{t_0} n_e(t) dt$$
 2



- ☑ Se τ fosse $\gg 1$, veríamos a CMB de forma muito distorcida, devido aos muitos espalhamentos sofrido pelos fótons
- ☑ Nesse caso, toda a informação da época anterior ao desacoplamento estaria perdida. O fato de podermos ver estruturas muito bem definidas com pequenas escalas angulares (entre 0.1 e 1 graus) sugere que $\tau < 1$.
- ☑ A pequena distorção observada em escalas pequenas (< 0.2 graus) é consistente com uma profundidade óptica $\tau = 0.066$ (1 fóton em cada 15 é espalhado). **E o que causaria essa reionização?**
- ☑ Podemos imaginar que a temperatura “localizada” do Universo foi significativamente alterada quando as primeiras estrelas se formaram – as chamadas estrelas de população III (PopIII).
- ☑ Muitas delas possuíam massas acima de $100 M_{\text{Sol}}$ e inundavam as vizinhanças de fótons UV!!!
- ☑ Esse excesso de fótons localizados ionizou a matéria em torno das primeiras estrelas – por esse motivo, é comum associar a época da reionização com a época da formação dos primeiros objetos a partir do colapso gravitacional.

- ✓ Supondo que a matéria “livre” no Universo é somente hidrogênio, conforme já feito anteriormente, e sabendo o valor estimado de τ , podemos estimar a época da reionização.
- ✓ Vamos imaginar que a composição da matéria bariônica é de H neutro e prótons livres... Isso leva à relação

$$n_H + n_p = n_{bar}(z = 0) = n_{bar}(z = 1090)a^3 \quad 3$$

- ✓ Considerando uma reionização instantânea, $n_e=0$ (antes) e $n_p=0$ (após), logo

$$n_e = n_p = n_{bar}(z = 0)a^{-3} \quad 4$$

- ✓ Usando (4) na eq. (2) chegamos à integral definida

$$\tau_* = \Gamma_0 \int_{t_*}^{t_0} \frac{dt}{a(t)^3} \quad 5$$

- ✓ Sendo $\Gamma_0 = c n_{bar,0} \sigma_e = 1,58 \times 10^{-4}$ (Giga ano⁻¹) $\approx 0,0023 H_0$, que seria a taxa de espalhamento hoje, se o Universo fosse construído de uma distribuição perfeita de H ionizado.

- Substituindo as variáveis de integração em (5) para a , e depois para z , vamos encontrar:

$$\tau_* = \Gamma_0 \int_{a_{t_*}}^1 \frac{da}{\dot{a}a^3} \quad \boxed{6}$$

$$\tau_* = \Gamma_0 \int_0^{z_*} \frac{(1+z)^2 dz}{H(z)} \quad \boxed{7}$$

- Podemos prosseguir para resolver (7) usando o valor de $H(z)$ já na época de domínio da matéria:

$$H(z) = H_0 [\Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda,0}]^{1/2} \quad \boxed{8}$$

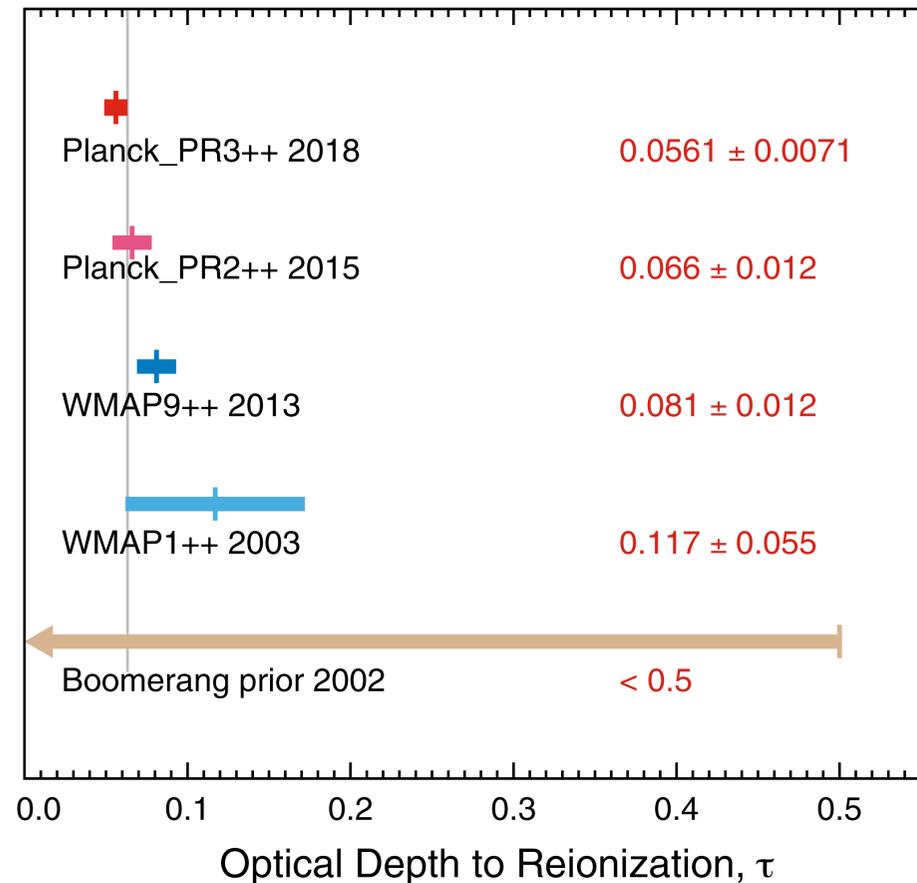
- Substituindo (8) em (7), é possível obter uma solução analítica:

$$\tau_* = \frac{2}{3\Omega_{M,0}} \frac{\Gamma_0}{H_0} ([\Omega_{M,0}(1+z_*)^3 + \Omega_{\Lambda,0}]^{1/2} - 1) \quad \boxed{9}$$

- E daí, substituindo os valores de Ω , Γ e τ , obtemos

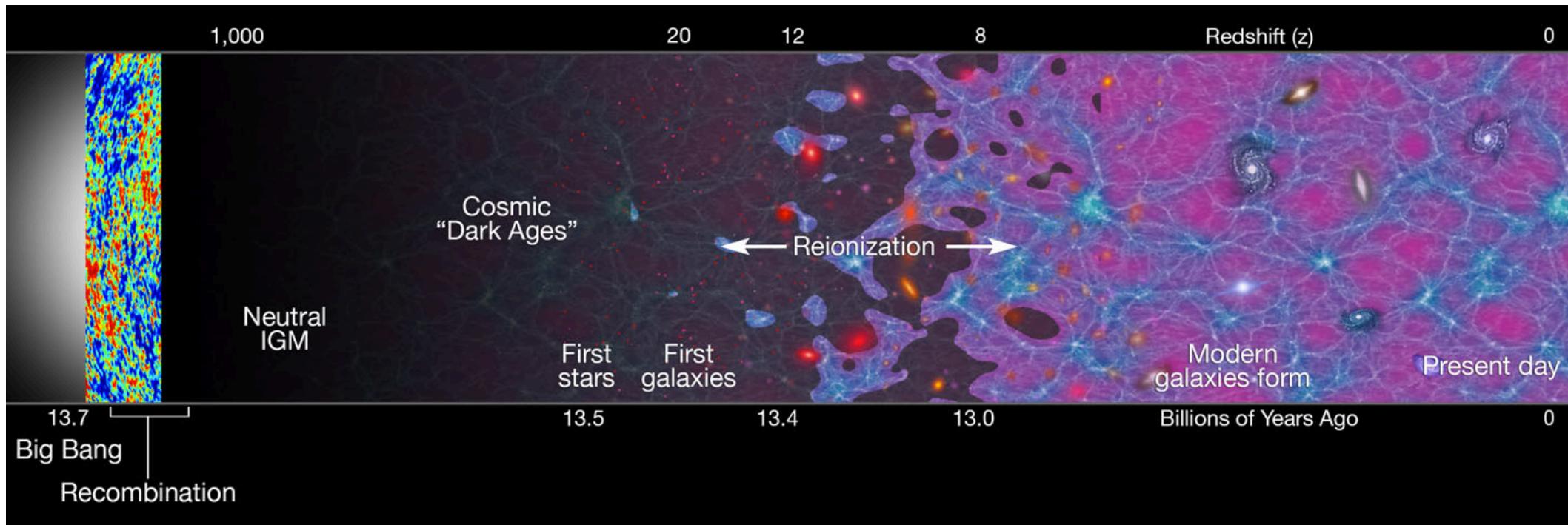
$$z_* = 7,68 \pm 1,3 \Rightarrow t \sim 682 \text{ milhões de anos (Planck 2018)}$$

- ☑ Devemos observar dois pontos a partir desse resultado:
- ✓ O período de neutralidade do Universo foi relativamente pequeno ($\Delta t \sim 650 \times 10^6 - 380 \times 10^5 \sim 612 \times 10^6$), da ordem de $0,045 t_0$
- ✓ A reionização ocorreu após a época da formação das primeiras estrelas, ou seja, primeiro estrelas se formam e depois o ambiente é ionizado
- ✓ O redshift estimado para o início da formação estelar é da ordem de $z=30$ (100 milhões de anos depois do BB), e é quando a reionização COMEÇA.
- ✓ $Z=7,68$ é a “conclusão” da reionização.



LAMBDA - September 2018

Fonte: <https://lambda.gsfc.nasa.gov/>



Fonte: "Formation of the First Stars and Black Holes". Haemmerlé et al. Space Sci Rev (2020) 216:48

- ☑ A “eq. da recombinação”, que dá a evolução temporal da fração ionizada de H (X_{HII}) ponderada pelo volume:

$$\frac{d \langle x_{\text{HII}} \rangle}{dt} = \frac{\dot{n}_\gamma}{\langle n_H \rangle (1 + \langle k_{\nu_L}^{\text{LLS}} \rangle / \langle k_{\nu_L}^{\text{IGM}} \rangle)} - \frac{\langle x_{\text{HII}} \rangle}{\bar{t}_{\text{rec}}} \quad (10)$$

the emission rate into the IGM of ionizing photons per unit proper volume

cosmological mean proper density of hydrogen

photon proper mean free path at the hydrogen Lyman edge caused by the Lyman-limit systems (LLSs)

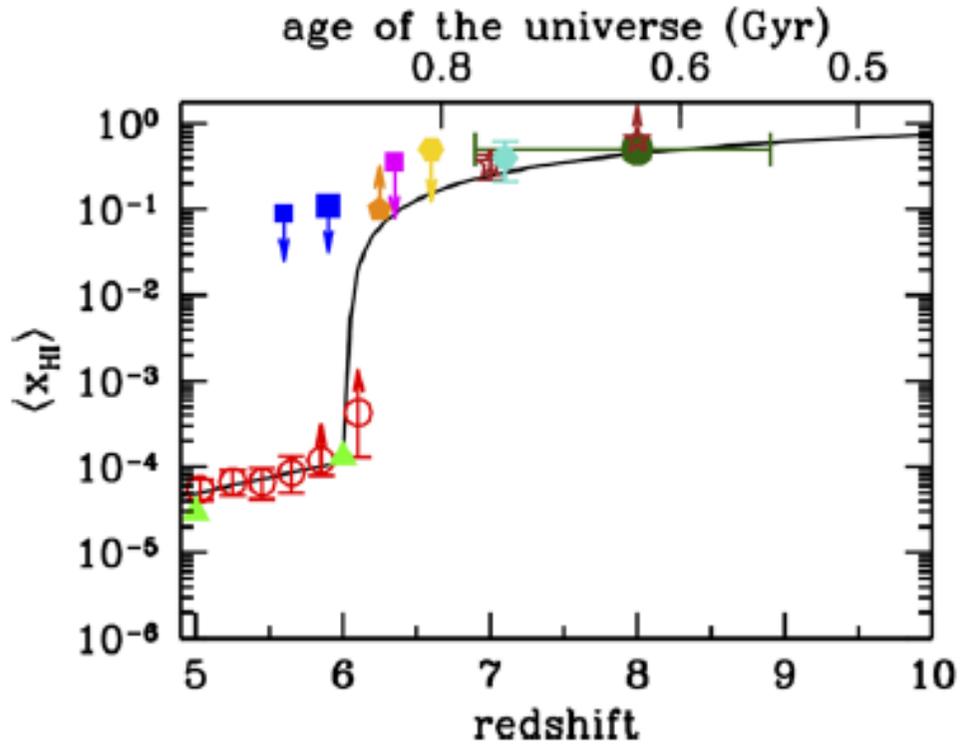
photon proper mean free path at the hydrogen Lyman edge caused by the diffuse IGM

effective recombination timescale in a clumpy IGM

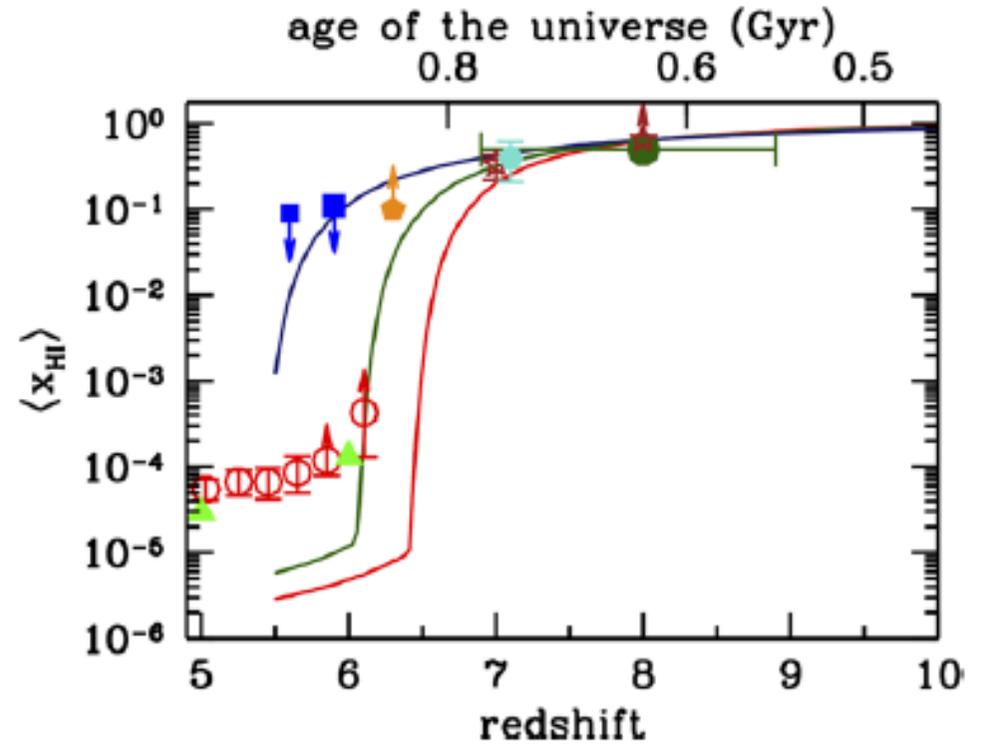
- ☑ A eq. (10) supõe:

- ✓ um caminho livre médio \ll horizonte (a intensidade média específica relaxa para a função-fonte (Proc. Rad. I))
- ✓ um IGM “jovem” organizado em 3 fases: meio uniforme ionizado, meio uniforme neutro e os LLSs

Integração da eq. (10)



Simulações SCORCH (Reionization of Cosmic Hydrogen)





Primeiras estrelas e quasares

- ☑ Desde a recombinação ($z=1090$) até o começo da reionização ($z=50$) a temperatura do Universo foi decrescendo do óptico até o IV, e esse período é conhecido como “Dark Ages”, sendo a reionização também chamada de “Cosmic Dawn”
- ☑ Entretanto, a radiação liberada pelos principais atores da reionização (estrelas tipo O e AGN) tem que escapar do meio ao seu redor, onde há uma grande chance dos fótons serem absorvidos
- ☑ Podemos uma fração de escape de fótons $f_e=0,2$ (20%) - estimativa grosseira, esse valor é pouco conhecida.
- ☑ Podemos estimar quantos fótons são necessários para ionizar o H existente, usando o volume co-móvel e vendo como ele varia com a expansão. A densidade co-móvel de bárions no espaço intergaláctico é dada por

$$n_{\text{bar}} = 0.25 \text{m}^{-3} = 7.3 \times 10^{66} \text{ Mpc}^{-3}$$



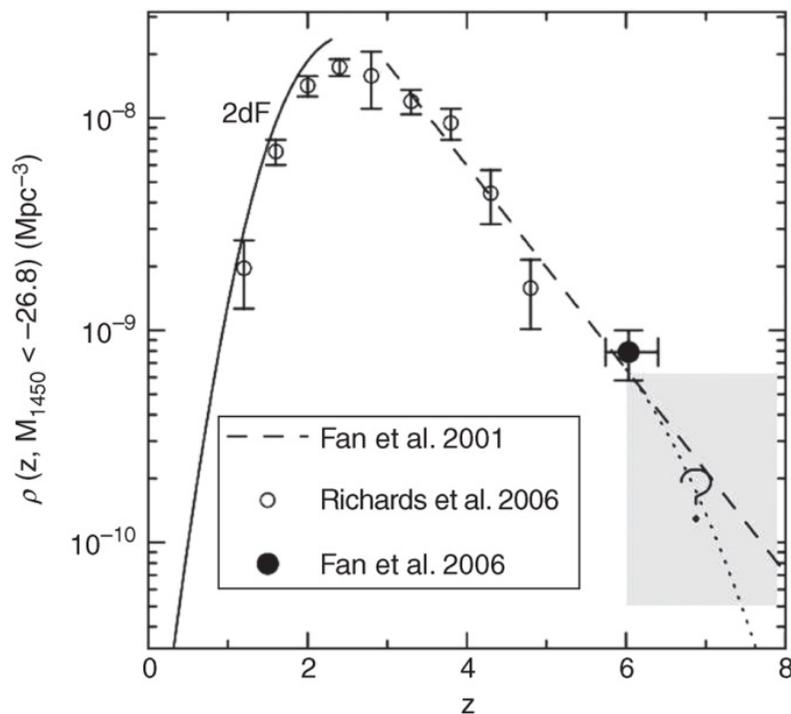
Redshfit	Temperatura da CMB (K)	Frequência do fóton	Unidade	Comp. onda do fóton	Unidade	Energia (eV)	Banda do espectro eletromagnético
58000	158080.6	3292.35	THz	91.06	nm	13.6223	UV
3440	9378.4	195.32	THz	1534.85	nm	0.8082	Visível
1090	2973.5	61.93	THz	4.84	micron	0.2562	IV (próximo)
500	1365.5	28.44	THz	10.54	micron	0.1177	IV (médio)
200	547.8	11.41	THz	26.28	micron	0.0472	IV (médio)
100	275.3	5.73	THz	52.29	micron	0.02372	IV (distante)
50	139.0	2.89	THz	103.56	micron	0.01198	IV (distante)
10	30.0	624.40	GHz	0.48	mm	2.58E-03	rádio (sub-mm)
6	19.1	397.35	GHz	0.75	mm	1.64E-03	rádio (sub-mm)
1	5.5	113.53	GHz	2.64	mm	4.70E-04	rádio (mm)
0.1	2.9980	62.44	GHz	4.80	mm	2.58E-04	rádio (mm)
1.00E-05	2.72551	56.76426	GHz	5.28	mm	2.35E-04	rádio (mm)
1.00E-08	2.72548	56.76370	GHz	5.28	mm	2.35E-04	rádio (mm)

- Considerando somente átomos de H, será necessário produzir 5x mais fótons para atender ao critério $f_e=0,2$, ou seja,

$$n_{\text{total}} = n_{\text{bar}}/f_e = 3.7 \times 10^{67} \text{ Mpc}^{-3}$$

11

- Referência: $n_{\text{total}} \Rightarrow$ 40000 estrelas tipo O ou um quasar de $10^{13} L_{\text{Sol}}$ durante 4000 anos!
- Um número não muito grande de quasares poderiam realizar a tarefa, mas eles são raros...



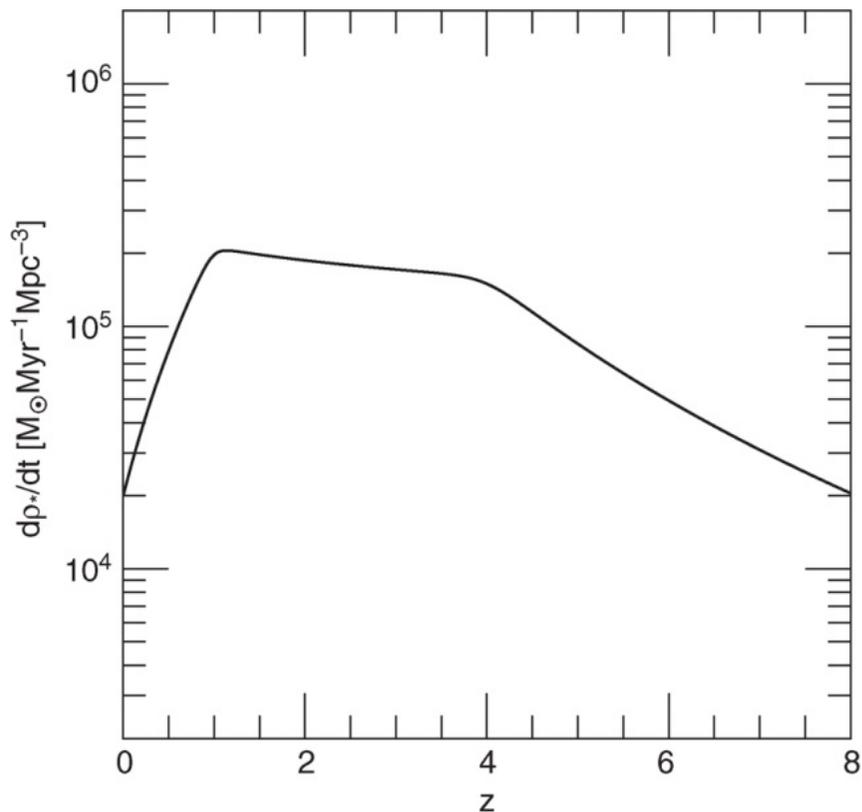
- Considerando que o número de quasares decresce (e a incerteza aumenta) para redshifts maiores, teríamos 1 quasar (ou menos) para cada 10^{10} Mpc^3 co-móvel!
- Reionizar 1 Mpc^3 com 1 quasar requer 4000 anos \Rightarrow reionizar 10^{10} Mpc^3 exigiria 40000 Ganos!
- Conclusão: quasares devem ter reionizado somente uma fração mínima do H intergaláctico!!!

- Estimativa da taxa de formação de estrelas hoje:

$$\dot{\rho}_* \approx 20000 M_{\odot} \text{ Myr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$$

12

- Como a densidade de bárions hoje é $\rho_{\text{bary},0} \approx 6 \times 10^9 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$, combinando com a eq. (11) vemos que 3 partes/ milhão dos bárions do Universo estão sendo convertidos em estrelas a cada milhão de anos.
- Entretanto, essa taxa de formação estelar depende do tempo!



- A taxa de formação estelar hoje (num volume co-móvel) é cerca de 10x menor que no seu máximo, durante o intervalo de redshift $z = 4 \rightarrow 1$, correspondendo ao tempo cósmico $t = 1.5 \rightarrow 6 \text{ Gyr}$.



- ☑ Na época da reionização, em $z=8$, a taxa de formação estelar era da mesma ordem do valor atual, dado por (11)
- ☑ Entretanto, estrelas com temperatura menor do que estrelas O não são eficientes para ionizar o meio. Vamos supor que, de todas as estrelas formadas num dado período de 10^6 anos, somente 10% serão estrelas O
- ☑ Outra hipótese simplificadora: todas as estrelas O consideradas tem $30 M_{\text{Sol}}$
Com essas hipóteses:
 - ✓ 10% de $20000 M_{\text{Sol}}/10^6$ anos $\Rightarrow 2000 M_{\text{Sol}}/10^6$ anos
 - ✓ Para estrelas de $30 M_{\text{Sol}}$ a produção será de $4000/30 = 67$ estrelas
 - ✓ Como elas vivem da ordem de 6×10^6 anos, devemos ter pelo menos 400 estrelas tipo O a qualquer tempo durante esse período da reionização
- ☑ A uma temperatura superficial > 25000 K, estrelas O emitem cerca de 5×10^{48} fótons/s, de forma que o numero total de fótons emitidos pelas 400 estrelas em 1 Mpc^3 é

$$dN_{\text{total}}/dt = 5 \times 10^{48} \text{ s}^{-1} \cdot 400 \text{ Mpc}^3 = 6 \times 10^{64} \text{ Myr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$$



- ☑ A formação das estrelas que geram os fótons ionizantes deve ocorrer pelo menos por um tempo t dado pela comparação das eqs. 11 e 13:

$$t = n_{\text{total}} / (dN_{\text{total}}/dt) = 3.7 \times 10^{67} \text{ Mpc}^{-3} / 6 \times 10^{64} \text{ Myr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3} = 600 \times 10^6 \text{ anos}$$

14

- ☑ Esse resultado é aproximado, e devemos considerar o seguinte:
 - ✓ não leva em conta o He,
 - ✓ para uma $f_e = 0,2$ o tempo obtido não é muito maior do que o tempo que o Universo leva para ser reionizado (slide 15)
 - ✓ Como quasares são muito mais raros, a hipótese de estrelas O serem a fonte da reionização é bastante razoável
- ☑ A taxa de formação estelar posterior à época da reionização aumenta o número de estrelas com capacidade ionizante produzida e, com a ajuda de quasares e AGN, o Universo se mantém ionizado, apesar do processo de recombinação radiativa. A densidade atual de estrelas é $\rho_* \sim 4 \times 10^8 \text{ Mpc}^3$
- ☑ Somente pequenos bolsões do Universo, em regiões frias, serão capazes de manter a matéria neutra



Formando galáxias

- ✓ A densidade atual de estrelas ($\rho_* \sim 4 \times 10^8 \text{ Mpc}^3$) produz uma densidade de luminosidade no visível dada por

$$\Psi_V = 1.1 \times 10^8 L_{\odot,V} \text{Mpc}^{-3}$$

15

- ✓ Embora a densidade numérica média de estrelas seja $10^9/\text{Mpc}^3$, sua distribuição é bastante concentrada no bojo ou disco de galáxias, que por sua vez estão confinadas numa região delimitada por um poço de potencial gravitacional de matéria escura
- ✓ A função de luminosidade de galáxias, na banda V é definida para o número de galáxias no intervalo $L \Rightarrow L+dL$

$$\Phi(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp\left(\frac{-L}{L^*} \right) \frac{dL}{L^*}$$

16

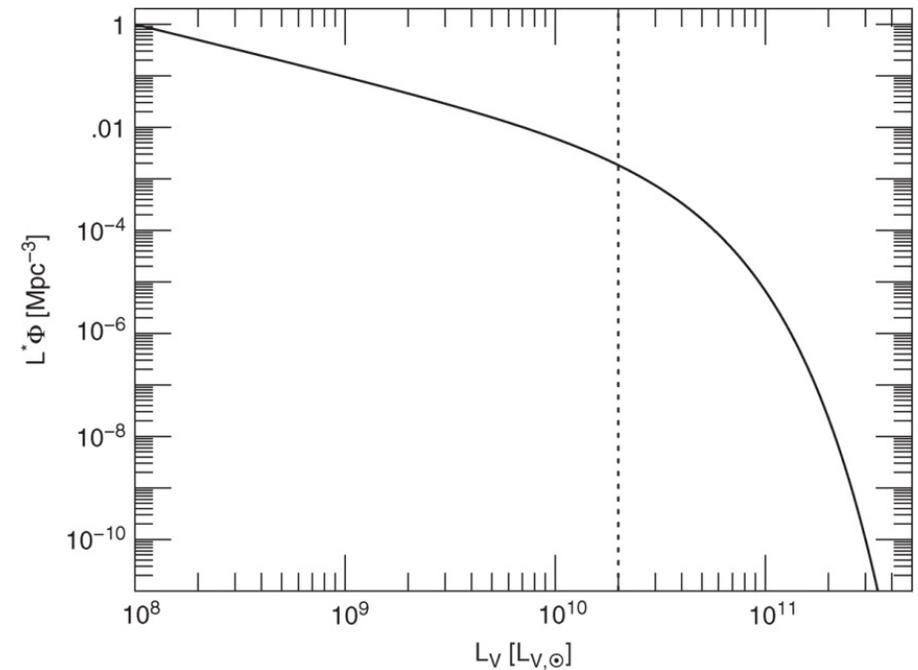
- ✓ Essa é chamada função de luminosidade de Schechter, com:

- ✓ $\alpha \approx -1,$

- ✓ $\Phi^* \approx 0.005 \text{ Mpc}^{-3}$

- ✓ $L_V^* \approx 2 \times 10^{10} L_{\odot,V}$

- ☑ Existe uma massa máxima de corte a partir da qual as luminosidades correspondentes decaem exponencialmente
- ☑ É possível formar galáxias com $M > 10^{11} M_{\text{Sol}}$, mas a mudança de comportamento na função de luminosidade em $L_V > 5 \times 10^{10}$ indica que elas serão exponencialmente mais raras!
- ☑ Por outro lado, é possível encontrar halos de matéria escura com massa $M > 10^{12} M_{\odot}$, mas provavelmente sua origem deve-se ao compartilhamento dos halos de várias pequenas galáxias próximas à uma galáxias maior.
- ☑ Isso sugere que o problema de criar galáxias enormes, com $L_V > 2 \times 10^{10} L_{\odot,V}$ e $M_{\text{bar}} > 10^{11} M_{\odot}$ deve estar relacionado à propriedades de bárions e não às propriedades da matéria escura.



- Um modelo simplificado de formação de galáxias parte de uma "overdensity" $\delta\rho/\rho$ que colapsa gravitacionalmente:

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho_m(t) [1 + \delta(t)] R(t)^3$$

17

- Em que $\rho_m(t) = \rho_{m,0}(1+z)^3$ define a densidade média do Universo num tempo t
- Inicialmente $\delta\rho/\rho \ll 1$, mas a evolução a expansão permite que ela atinja um raio máximo a partir do qual passa a colapsar sob a ação da sua própria gravidade, quando $\delta(t_{\text{colapso}}) \approx 1$
- Uma vez que $\delta \propto a \propto t^{2/3}$ já na era da dominação da matéria, podemos aproximar $t_{\text{colapso}} \approx \delta_{\text{rm}}^{-3/2} t_{\text{rm}}$ ou $(1 + z_{\text{colapso}}) \approx \delta_{\text{rm}} (1 + z_{\text{rm}})$
- Quando o colapso ocorre a densidade média da região em colapso é maior que a densidade local, na forma

$$\bar{\rho}(t_{\text{colapso}}) \approx 2\rho_m(t_{\text{colapso}}) \approx 2\rho_{m,0}(1 + z_{\text{colapso}})^3$$

18

- Após o colapso e algumas oscilações, o processo é amortecido e atinge um estado de equilíbrio com $R_{\text{final}} \approx R_{\text{colapso}}/2 \Rightarrow$ **VIRIALIZAÇÃO!**

- ☑ A densidade após o colapso, com $R_{\text{final}} \approx R_{\text{colapso}}/2$ (estimado/observado), é:

$$\bar{\rho}_{\text{halo}} \approx 8\bar{\rho}(t_{\text{colapso}}) \approx 16\rho_{m,0}(1+z_{\text{colapso}})^3$$

19

- ☑ **Virialização ⇔ situação de equilíbrio**

- ☑ A partir do raio virializado da galáxia é possível estimar quanto tempo levou o colapso, uma vez que ele depende de z_{colapso}
- ☑ Os resultados são estimados, em função das várias incertezas envolvidas no processo, mas é possível fazer uma boa estimativa para a nossa galáxia.
- ✓ A massa da Via Láctea, contida principalmente no halo de matéria escura é dada por

$$M = 1,9 \times 10^{12} M_{\text{Sol}} (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})$$

20

- ✓ A densidade média é, portanto: $\rho_m(t) = 3M/4\pi R_{\text{halo}}^3$

$$= 1,4 \times 10^{14} M_{\text{Sol}} \text{ Mpc}^{-3} (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})^{-2}$$

$$= 3400 \rho_{m,0} (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})^{-2}$$

21

- ☑ Voltando na eq. (19), obtemos

$$16\rho_{m,0} (1+z_{\text{colapso}})^3 = 3400\rho_{m,0} (R_{\text{halo}}/0,15\text{Mpc})^{-2} \Rightarrow (1+z_{\text{colapso}}) = 6 (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})^{-2/3}$$

22

- ✓ O processo de virialização é violento, com formação e dissolução de “clumps” de matéria e consequente aquecimento do gás.
- ✓ Entretanto, um sistema virializado tende (e isso é observado) a uma distribuição esférica, com a temperatura do gás no centro mantida quente pela pressão gravitacional e pela interação do próprio gás.
- ✓ A massa de uma esfera em equilíbrio pode ser descrita pela expressão

$$M(r) = \frac{kT_{gas}(r)r}{\mu G} \left[-\frac{d \ln \rho_{gas}}{dr} = \frac{d \ln T_{gas}}{dr} \right]$$

23

- ✓ Com suposições adequadas para $\rho_{gas} (\propto r^{-\beta})$, μ (da ordem de 0,6, considerando $Y=Y_{primordial}=0,24$) e considerando $r = R_{halo}$, obtemos:

$$kT_{gas} = \frac{GM_{total}\mu}{\beta R_{halo}}$$

24

- ✓ Essa temperatura é conhecida como “temperatura do Virial”. Combinando-a com o raio do halo, obtemos uma expressão para a temperatura do Virial em função do redshift do colapso:

$$kT_{gas} = \frac{4}{\beta} \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/3} G \mu \rho_{m,0}^{1/3} M_{total}^{2/3} (1 + z_{colapso})$$

25

- ☑ Halos massivos e que colapsaram mais cedo na história do Universo terão as maiores temperaturas. Substituindo valores adequados para μ ($\sim 0,6$) e β (~ 2), a temperatura do gás virializado será:

$$kT_{gas} \approx 1,0 \times 10^6 K \left(\frac{M_{tot}}{10^{12} M_{\odot}}\right)^{2/3} \left(\frac{1 + z_{colapso}}{5}\right)$$

26

- ☑ Colapsos, como já foi visto, começam da forma “bottom-up”, e estruturas com massas menores devem ser formadas antes de estruturas maiores
- ☑ Entretanto, como vimos na aula anterior, a dependência do colapso com $\delta M/M$ é fraca ($\propto M^{-0.14}$), de forma que o redshift do colapso tem uma dependência fraca com a massa do halo!
- ☑ **A chave para o colapso bem sucedido é a dependência da temperatura do Virial com a massa do halo!**
- ☑ **Resfriamentos eficientes permitem colapsos eficientes!**



- ☑ O gás deve ser capaz de emitir radiação livremente para o meio intergaláctico, perdendo a sustentação da pressão de radiação, colapsando assim para o centro do halo.
- ☑ A ausência de galáxias com massa $M_{\text{tot}} > 10^{12} M_{\odot}$ resulta do fato que quanto mais quente o gás, menos eficiente é o processo de resfriamento
- ☑ Vamos considerar um halo de $10^{10} M_{\odot}$ com $T_{\text{Virial}} = T_{\text{gas}} \approx 70.000 \text{ K}$. Nesse caso, embora o H esteja totalmente ionizado por colisões entre as partículas, os átomos de He ainda retêm um dos elétrons.
- ☑ Esse elétron pode ser excitado para níveis de energia mais altos devido às colisões e, ao voltar ao estado fundamental, irradiar emitir fótons, reprocessando a energia do gás e resfriando o sistema
- ☑ Em geral, para $T_{\text{gas}} < 10^6 \text{ K}$, H e He não estão completamente ionizados e o processo de resfriamento por emissão de linhas do He+, ou, em temperaturas um pouco mais baixas, por transições internas do H ou He neutros.
- ☑ Por outro lado, halos com $T_{\text{gas}} > 10^6 \text{ K}$ possuem H e He quase totalmente ionizados e o processo de resfriamento ocorre, então, por **bremsstrahlung**



- Um gás constituído de H e He totalmente ionizado produz emissão bremsstrahlung cuja função de luminosidade é dada por

$$\Psi = 5,3 \times 10^{-32} W.m^{-3} \left(\frac{\rho_{gas}}{10^{-24} kg.m^{-3}} \right)^2 \left(\frac{T}{10^6 K} \right)^{1/2}$$

27

- Como o gás de baixa densidade é transparente à radiação, a luminosidade produzida escapa, sendo que a energia transportada pelos fótons é a própria energia térmica do gás, cuja densidade de energia é:

$$\epsilon = \frac{3}{2} nkT = 2,1 \times 10^{-14} J.m^{-3} \left(\frac{\rho_{gas}}{10^{-24} kg.m^{-3}} \right) \left(\frac{T}{10^6 K} \right)$$

28

- O tempo de resfriamento do gás por emissão bremsstrahlung é dado, portanto, por:

$$t_{resfr} = \epsilon/\psi = 13 Gyr \left(\frac{\rho_{gas}}{10^{-24} kg.m^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^6 K} \right)^{1/2}$$

29

- Se o gás a uma temperatura $T > 10^6 K$ resfria em um tempo menor do que o tempo do Universo, sua densidade deve ser $> 10^{-24} kg/m^3$!**
- Essa é uma suposição razoável para um gás virializado, imaginando que a fração de bárions no halo tem o mesmo valor da fração de bárions no Universo.



Formando estrelas

- ☑ Vamos considerar um halo virializado, com gás a uma temperatura $T < T_{\text{gas}}$.
- ☑ Fora do equilíbrio hidrostático (devido ao resfriamento por bremsstrahlung ou emissão de linhas) esse gás cai na direção do centro do halo de matéria escura. Parte dele será engolido pelo buraco negro supermassivo no centro do halo, mas a outra colapsará para formar estrelas...
- ☑ Sabemos que haverá formação de muitas estrelas de massa $M_{\star} < 1 M_{\odot}$, e uma pequena parte da massa formará as gigantes tipo O e B.
- ☑ Como visto no curso de Evolução Estelar II, **estrelas normalmente se formam no centro de nuvens moleculares** frias e com densidade bem maior do que a discutidas na seção anterior, da ordem de $\rho_{\text{core}} \sim 10^{-15} \text{ kg.m}^{-3}$
- ☑ Elas são essencialmente formadas por H₂, contendo uma pequena fração de He produzido pelas primeiras gerações de estrelas, que se somam ao He primordial.



- ✓ Na nossa Galáxia, a composição química típica é: $X = 0,72$, $Y = 0,279$ e $Z = 0,01$ (principalmente C e O, na forma de CO, CH e OH)
- ✓ Parte desses elementos são condensados em pequenos grãos de poeira feitos de silicatos ou grafite, de forma que a nuvem molecular torna-se densa e opaca para comprimentos de onda no visível
- ✓ Essa composição faz também com que a nuvem seja fria ($T_{core} \approx 20$ K), devido à absorção dos fótons de energia mais alta pelo C, O e pelas moléculas CH, CO e OH
- ✓ Essa absorção contrabalança o aquecimento causado pela colisão de raios cósmicos com as componentes da nuvem.
- ✓ O tempo dinâmico em uma nuvem molecular é dado por

$$t_{din} = \frac{1}{(4\pi G \rho_{core})^{1/2}} \approx 1,1 \times 10^{12} s \left(\frac{\rho_{core}}{10^{-15} kg.m^{-3}} \right)^{-1/2}$$

27

- ☑ A massa molecular média numa nuvem molecular é $\mu=2,3m_p$ devido à combinação de H₂ e He. Isso permite estimar a velocidade do som na nuvem, dada por

$$c_s = \left(\frac{kT_{core}}{\mu} \right)^{1/2} \approx 270 m/s \left(\frac{T_{core}}{20K} \right)^{1/2}$$

28

- ☑ A análise de Jeans para um objeto produzido numa nuvem molecular, para os valores típicos da nuvem $\lambda_J \approx 10^{15}$ m e $M_J \approx 15M_\odot$. Como sabemos, pela função de massa inicial de estrelas, que as massas preferidas são $< 1 M_\odot$, deve haver um processo para “consertar” esse valor
- ☑ **RESFRIAMENTO!** Regiões em colapso podem sofrer resfriamento das partículas do gás. A energia das partículas de uma nuvem é da ordem

$$E_{core} = N \left(\frac{3}{2} kT_{core} \right) = 3.2 \times 10^{36} \text{ J} \left(\frac{M_{core}}{15 M_\odot} \right) \left(\frac{T_{core}}{20 \text{ K}} \right).$$

29

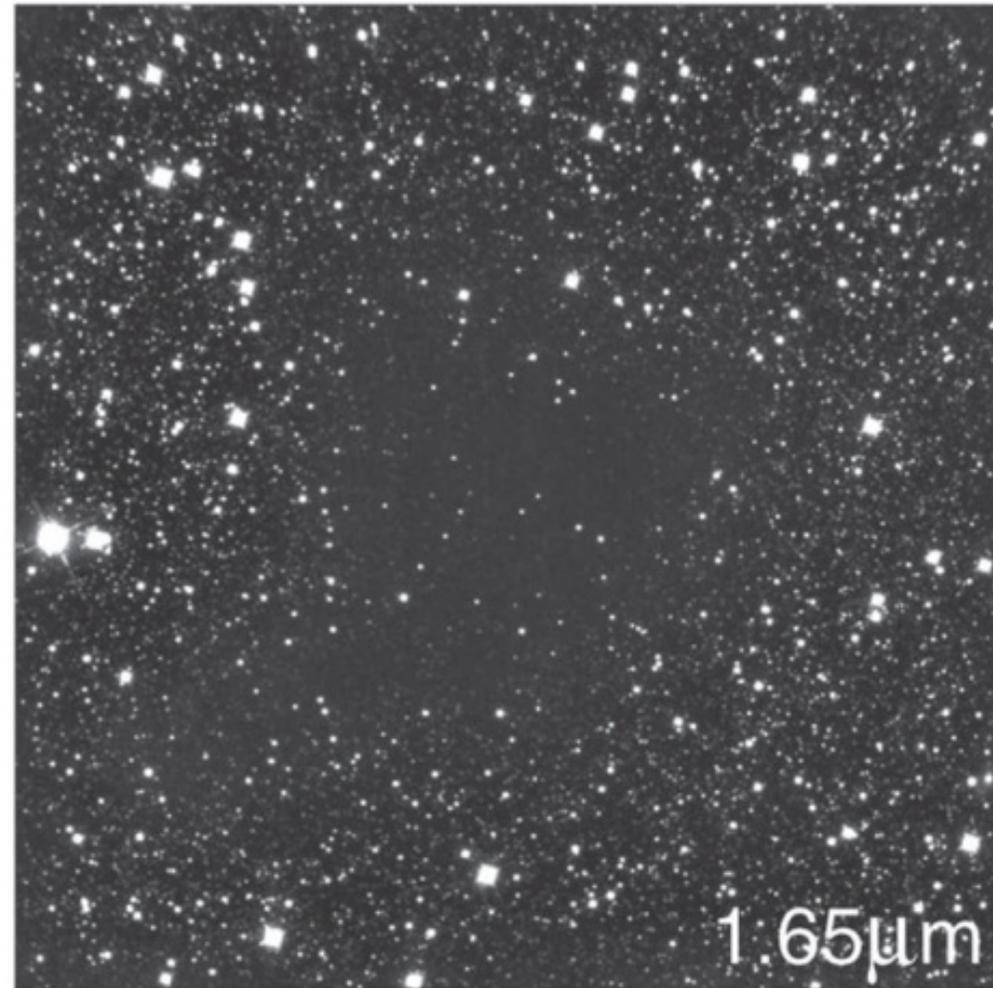
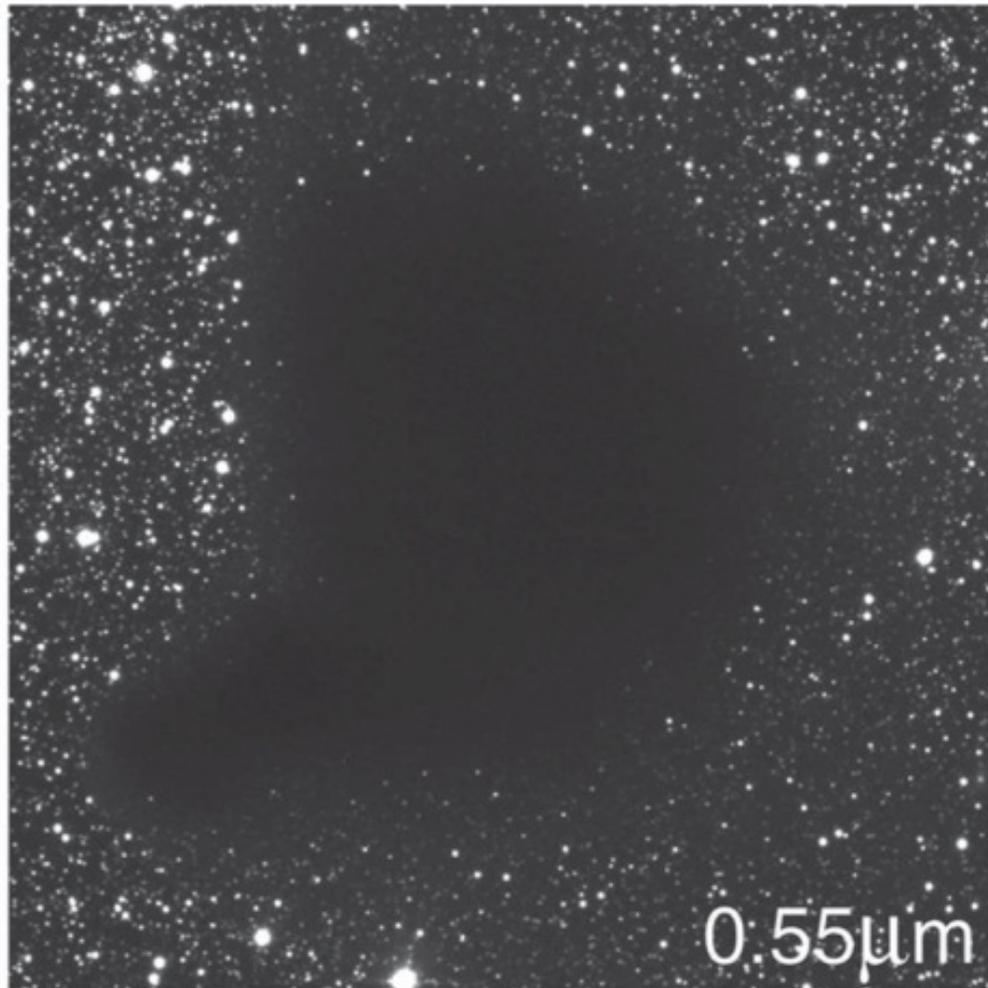
- ☑ Para uma região de gás em queda livre, $dR_{\text{core}}/dt \approx R_{\text{core}}/t_{\text{dyn}}$ e a luminosidade com a temperatura isotérmica da região com $T_{\text{core}} = 20 \text{ K}$ é:

$$L_{\text{core}}^{\text{iso}} \approx \frac{2E_{\text{core}}}{t_{\text{dyn}}} \approx 0.015 L_{\odot} \left(\frac{M_{\text{core}}}{15 M_{\odot}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{core}}}{10^{-15} \text{ kg m}^{-3}} \right)^{1/2}.$$

30

- ☑ Enquanto a região irradiar energia a uma taxa mínima $L_{\text{iso}} \sim 0.015 L_{\odot}$, a temperatura $T_{\text{core}} = 20 \text{ K}$ permanecerá constante durante o colapso num tempo dinâmico.
- ☑ A principal fonte de emissão em uma nuvem molecular é a emissão de grãos de poeira no IV distante.
- ☑ A primeira ideia ao olhar uma nuvem molecular escura é que ela, por ser opaca, com T_{core} bem definida, deveria emitir como um corpo negro.
- ☑ Entretanto, no IV distante a nuvem é transparente, devido à diferença entre os comprimentos de onda no visível (500 nm, $\tau \approx 23$), no IV próximo (1650 nm, $\tau \approx 4$), IV distante (10^5 nm , $\tau \approx 0.03$) e os raios típicos de grãos de poeira interestelar (100 nm).

Nuvem molecular Barnard 68
 $d \approx 125$ pc da Terra
 $R_{\text{core}} \approx 15.000$ AU $\approx 3 \times 10^6 R_{\odot}$.



Esquerda: banda V ($\lambda_{\text{vis}} \approx 550$ nm). Direita: IV próximo ($\lambda_{\text{nir}} \approx 1650$ nm). [ESO]



- ☑ O processo de formação de estrelas no interior de nuvens moleculares ocorre por fragmentação hierárquica, um processo relativamente ineficiente, em que o colapso ocorre gradualmente e, devido ao aumento de densidade, o valor da massa de Jeans vai sendo reduzido gradativamente
- ☑ O colapso é interrompido quando a temperatura dos fragmentos colapsados começa a crescer e eles tornam-se protoestrelas – em equilíbrio hidrostático.
- ☑ A fragmentação hierárquica requer um processo eficiente de resfriamento durante vários “rounds” de fragmentação. Se há pouca poeira (menos elementos pesados), o processo de resfriamento torna-se ineficiente e o colapso é interrompido
- ☑ Por isso, a formação estelar em regiões com baixa abundância de elementos pesados tem um pico em massas mais altas. Na época da formação das estrelas PopIII (final das Dark Ages) não havia C, O, S e as massas chegavam a $200 M_{\odot}$, ou mais
- ☑ Elas eram formadas praticamente no limite da massa de Jeans, possuíam processos muito menos eficientes de resfriamento, envolvendo H₂ e viviam menos de 10^6 anos, ejetando quantidades gigantescas de C, O, S e outros elementos pesados.



- ☑ Conforme visto nas discussões no curso de Evolução Estelar II, o processo de fragmentação hierárquica é aproximado e um modelo realista deve considerar os efeitos de campos magnéticos, momento angular, turbulência e variações nas taxas de resfriamento devido ao enriquecimento químico variável ao longo da história do Universo.



FIM DA AULA 12



✓ A massa da Via Láctea, contida principalmente no halo de matéria escura é dada por $M = 1,9 \times 10^{12} M_{\text{Sol}} (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})$

25

✓ A densidade média é, portanto: $\rho_m(t) = 3M/4\pi R_{\text{halo}}^3$

$$= 1,4 \times 10^{14} M_{\text{Sol}} \text{ Mpc}^{-3} (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})^{-2}$$

✓ $= 3400 \rho_{m,0} (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})^{-2}$

☑ Voltando na eq. (19), obtemos

26

✓ $16\rho_{m,0} (1+z_{\text{colapso}})^3 = 3400\rho_{m,0} (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})^{-2} \Rightarrow (1+z_{\text{colapso}}) = 6 (R_{\text{halo}}/0,15 \text{ Mpc})^{-2/3}$

☑ Uma vez que $\delta \propto a \propto t^{2/3}$ já na era da dominação da matéria, podemos aproximar $\rho_{m,0}(1+z)^3 \text{ co } \delta(t) \approx 1$

$$t_{\text{colapso}} \approx \delta_{\text{rm}}^{-3/2} t_{\text{rm}} \text{ ou } (1 + z_{\text{colapso}}) \approx \delta_{\text{rm}} (1 + z_{\text{rm}})$$