



Universidade Federal do ABC

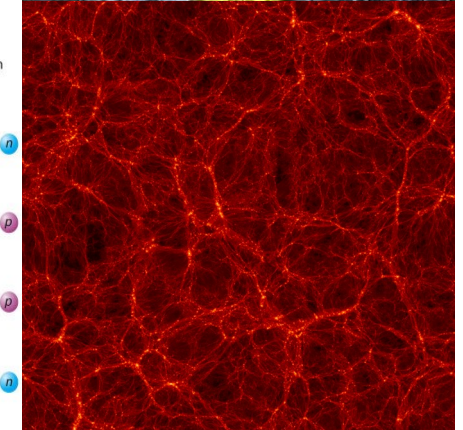
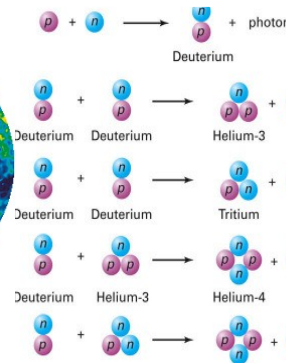
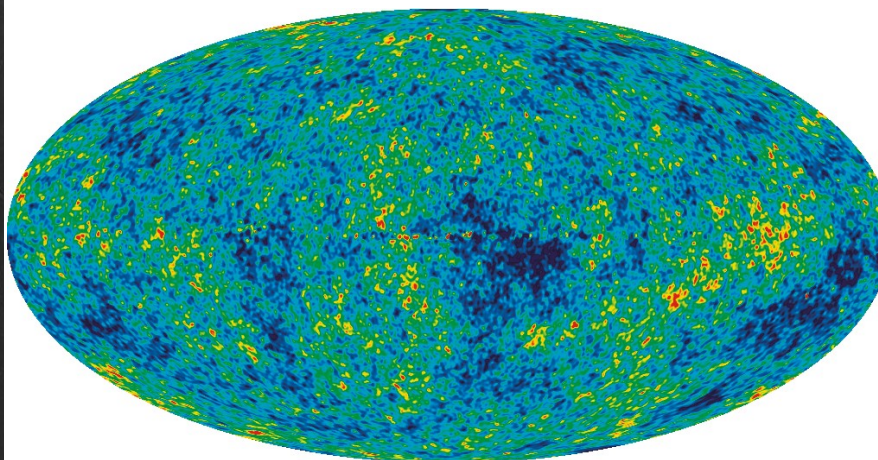
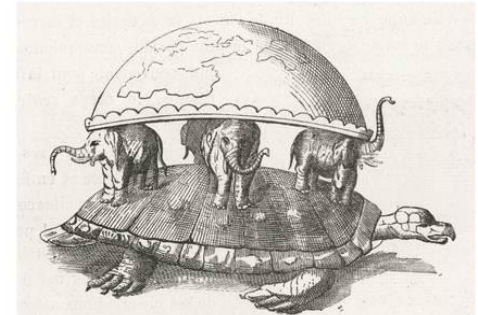
Introdução à Cosmologia

08. Evolução de Estruturas

Prof. Pieter Westera

pieter.westera@ufabc.edu.br

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

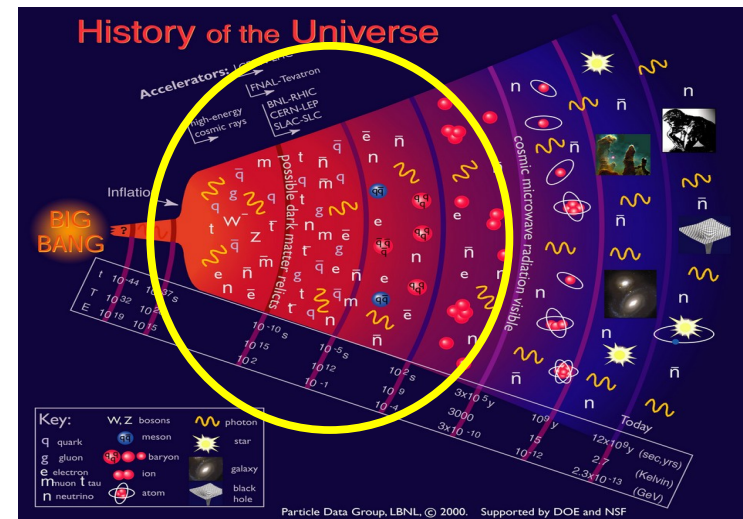


Formação de Estruturas

Esta aula trata de como se **formaram** e **evoluiram** as **sobredensidades** que se vê na **Radiação Cósmica de Fundo**, a partir de logo após o *Big Bang* até a **re-combinação**.

Marcas importantes neste contexto são:

- a época da **Inflação** cosmológica (10^{-36} s - 10^{-34} s),
- a **transição** da **Era da Radiação** para a **Era da Matéria** (~50 000 anos): A densidade da matéria ultrapassa a da radiação, afetando a evolução do fator de escala, das densidades, etc. (aula Cosmologia Newtoniana)
- e, no final, a **re-combinação** (~378 000 anos).



Formação de Estruturas

Conceitos Importantes:

- Horizonte de partículas
- Massa e Raio de Jeans
(=> aula Conceitos Básicos da Astronomia)
- Transporte Radiativo em um meio opaco

O Horizonte de Partículas

Pela **velocidade finita** da **luz**, há lugares **causalmente desligados** um do outro, quer dizer, luz **nunca** chegou de um lugar pro outro (e vice-versa).

A **distância própria** de um ponto até os pontos **observáveis mais distantes** dele, chamado **horizonte de partículas**, é a **distância de horizonte**,

$$d_h(t) = R(t) \int_0^t c/R(t') dt'$$

$d_h(t)$ é, então, o **diâmetro** da **maior** região **causalmente ligada** no tempo t .

O Horizonte de Partículas

$$d_h(t) = R(t) \int_0^t c/R(t') dt'$$

Para um Universo estacionário, $R(t) = \text{const.} = 1$, esta integral dá ct (óbvio), mas para um Universo em expansão é mais complicado, em geral $d_h(t) > ct$.

Na **Era da radiação** $d_h(t)$ era $2ct$ e na da **matéria**, $3ct$ (vide a aula sobre Medida de Distâncias e Horizontes na Cosmologia Relativística).

!!! Apesar de que $d_h(t)$ aumenta com o tempo, é possível o Universo expandir mais rapidamente que $d_h(t)$, tal que partes do Universo podem **sair da região causalmente ligado** a uma posição.

Transporte Radiativo

Determinando o percurso livre médio num meio opaco

Supondo que o **meio** tenha **densidade** de **partículas**

$n = \rho/m_H$. (ρ = densidade, m_H = massa do átomo de H),

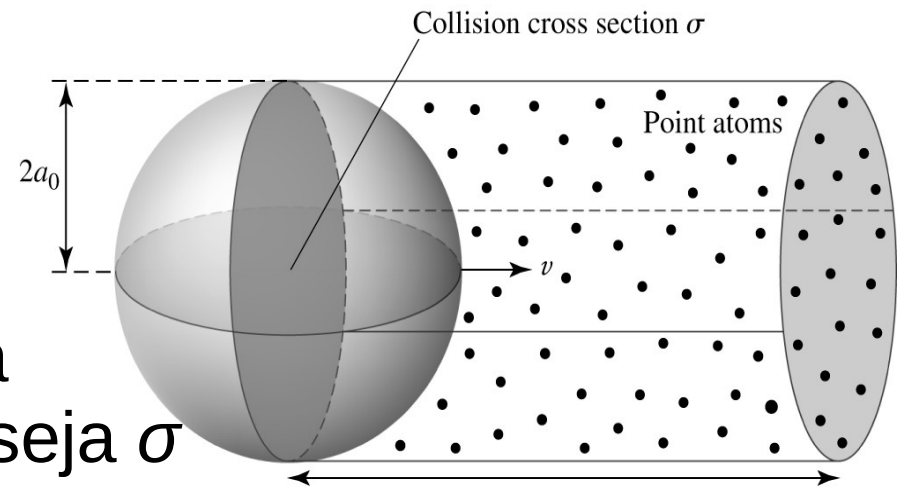
e que a **seção transversal** para o tipo de choque de interesse seja σ

(i.e. para choques $H \rightleftharpoons H$, $\pi(2a_0)^2$, a_0 = raio de Bohr, $\gamma \rightleftharpoons e^-$, a seção de choque Thomson do e^- , $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$).

Se as partículas viajam com velocidade v , em um tempo t , elas varrem um volume $V = \sigma vt$.

Neste volume há $n\sigma vt$ átomos, com aqueles a partícula colidiu => **distância média** entre **choques**

(= **percurso livre médio**): $\ell = vt/n\sigma vt = 1/n\sigma$.



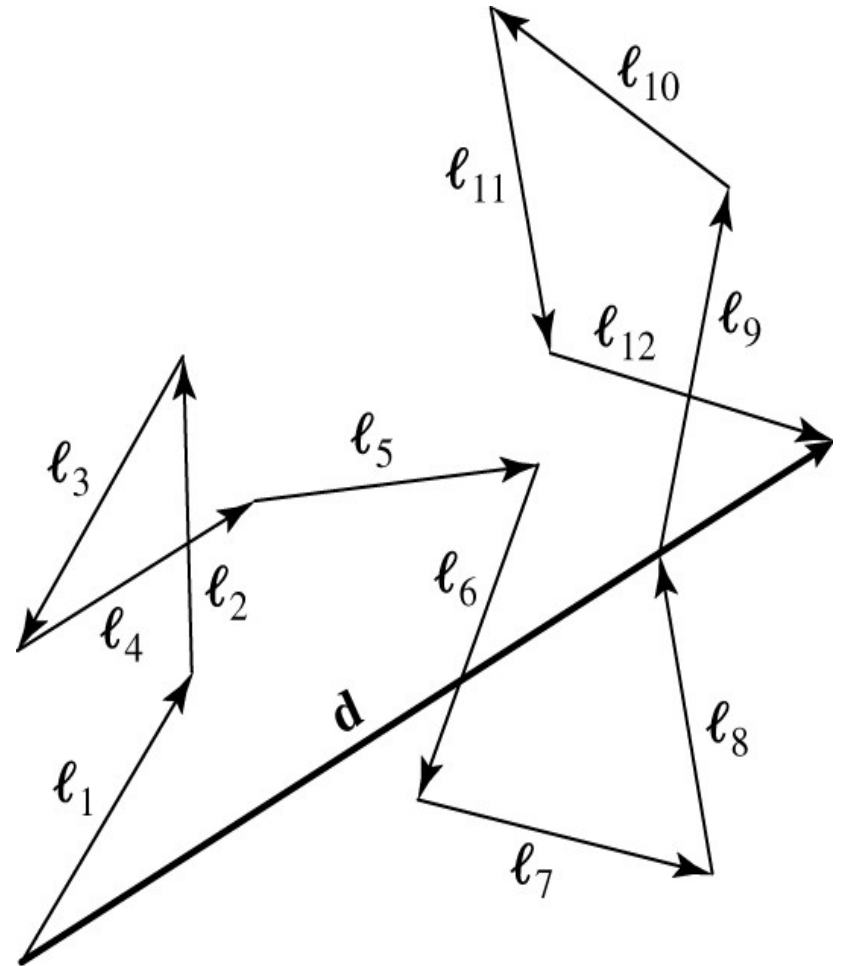
Transporte Radiativo

O passeio aleatório

Entre dois choques, os fótons percorrem, em média, um percurso livre médio ℓ .

Após cada choque, os fótons são re-emitidos em direções aleatórias, resultando em um **passéio aleatório**.

Por qual distância um fóton se desloca **em média** após N choques?



Transporte Radiativo

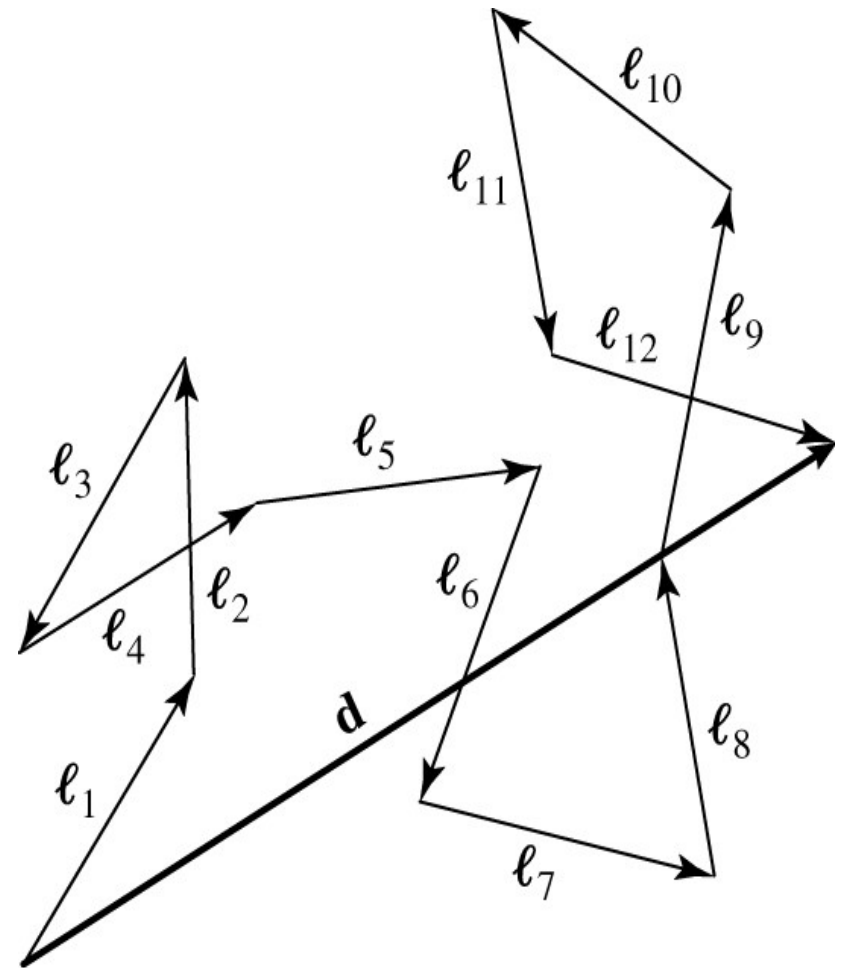
O passeio aleatório

$$\mathbf{d} = \ell_1 + \ell_2 + \ell_3 + \cdots + \ell_N.$$

O produto escalar de \mathbf{d} consigo mesmo:

$$\begin{aligned} \mathbf{d} \cdot \mathbf{d} &= \ell_1 \cdot \ell_1 + \ell_1 \cdot \ell_2 + \cdots + \ell_1 \cdot \ell_N \\ &\quad + \ell_2 \cdot \ell_1 + \ell_2 \cdot \ell_2 + \cdots + \ell_2 \cdot \ell_N \\ &\quad + \cdots + \ell_N \cdot \ell_1 + \ell_N \cdot \ell_2 + \cdots + \ell_N \cdot \ell_N \\ &= \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \ell_i \cdot \ell_j, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d^2 &= N\ell^2 + \ell^2 [\cos \theta_{12} + \cos \theta_{13} + \cdots + \cos \theta_{1N} \\ &\quad + \cos \theta_{21} + \cos \theta_{23} + \cdots + \cos \theta_{2N} \\ &\quad + \cdots + \cos \theta_{N1} + \cos \theta_{N2} + \cdots + \cos \theta_{N(N-1)}] \\ &= N\ell^2 + \ell^2 \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \cos \theta_{ij}, \end{aligned}$$



Transporte Radiativo

O passeio aleatório

Os termos com os cossenos se cancelam em média.

=> Em média, os fótons se deslocam em N passos por uma distância de $d = \sqrt{N} \cdot \ell = \sqrt{N} / n\sigma$

O tempo que isto leva é $t = N \cdot \ell / v = N / vn\sigma$

=> $d = \sqrt{vn\sigma t} / n\sigma = \sqrt{vt/n\sigma}$

Este método de transporte pode ser muito lento.

Exemplo: No caso de fótons atravessando a zona radiativa do Sol, de $\sim 0.4 R_{\odot} \approx 300\,000$ km, a radiação leva da ordem de 170 000 anos.

Formação de Estruturas

Com a ajuda **destes conceitos** e do nosso conhecimento de **aulas anteriores**, podemos entender a **evolução** das **estruturas** nos primeiros 380 000 anos do Universo.

A Inflação Cosmológica

De 10^{-36} s a 10^{-34} s ocorreu a **inflação cosmológica**, o **aumento exponencial** do **fator de escala** do Universo por um fator $\geq 10^{43}$, provavelmente da ordem de 10^{50} , em $< 10^{-34}$ s (\Rightarrow aula Inflação).

As **flutuações** presentes naquele momento foram **esticadas** tão rapidamente, que logo **ultrapassaram** seus próprios **horizontes de partículas**, tal que ficaram "**congeladas**" e se tornaram **sobredensidades** definitivas.

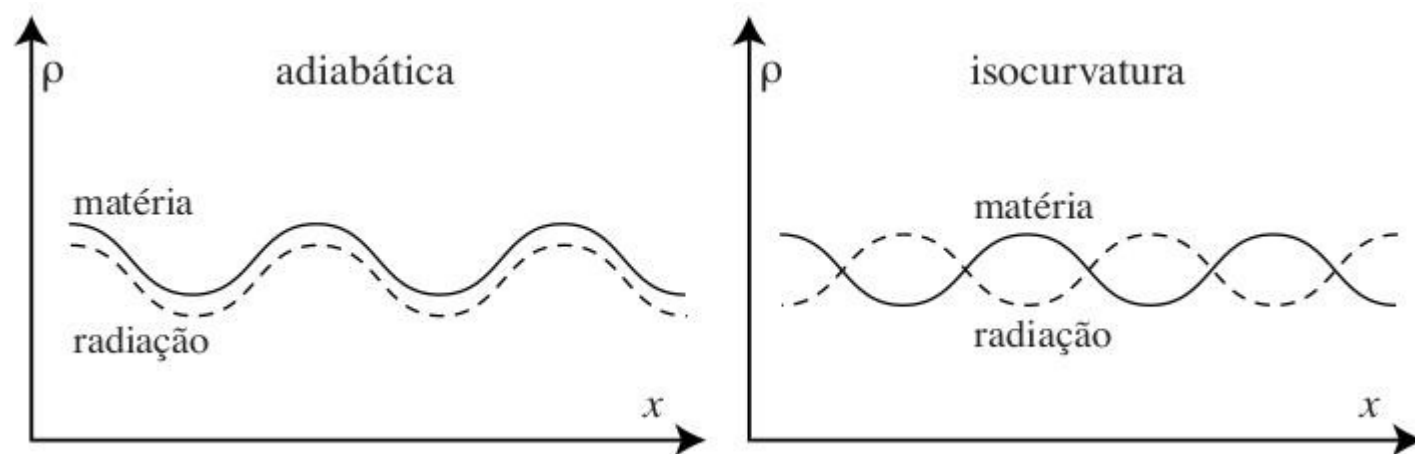
Flutuações Adiabáticas e Isotérmicas

As sementes das sobredensidades são **flutuações quânticas** no **fluido fótons-bárions**.

Há dois tipos de sobredensidades:

- **adiabáticas** (ou de curvatura): As sobredensidades dos **diferentes componentes** são **proporcionais**, e não há troca de energia entre elas, e
- **isotérmicas** (ou isocurvatura): As flutuações nas diferentes componentes se **cancelam**.

Qualquer distribuição de matéria e radiação pode ser decomposta em flutuações adiabáticas e isotérmicas.



Flutuações Adiabáticas e Isotérmicas

As flutuações **variavam** em **escala** de massas estelares a massas de aglomerados de galáxias.

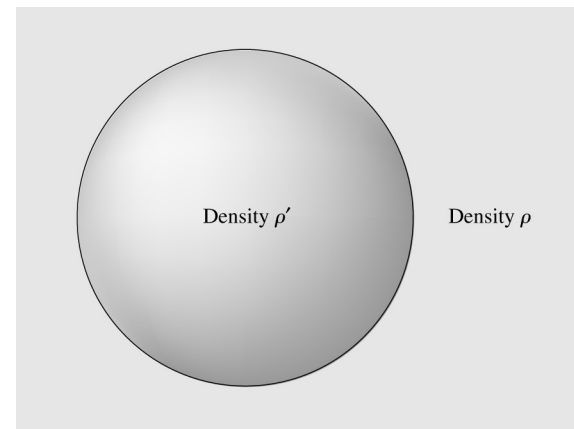
Enquanto as flutuações **adiabáticas** podiam **evoluir** durante as primeiras fases (isto é, aumentar, se contrair e/ou dissipar), as **isotérmicas** ficaram "**congeladas**" (expandiram juntas com o Universo) por falta de gradiente de densidade durante toda a evolução inicial do Universo.

Na **re-combinação**, a **matéria** (bariônica) e a **radiação** se desacoplaram, e não houve mais distinção entre os dois tipos de sobredensidades.



Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

Supondo uma **região esférica** de densidade $\rho' > \rho$, a densidade da vizinhança, por enquanto bem **maior** que seu próprio **horizonte**, tal que ela **não** pode se **contrair**, só **expandir** junto com o Universo.



Sabemos da aula sobre cosmologia Newtoniana, que a **vizinhança** nesta época deve ter sido totalmente **plana**, $k = 0$, enquanto a **sobredensidade** por causa da sua densidade maior deve ter sido **fechada**, $k > 0$.

Assim, as **Equações de Friedmann** pros dois ambientes viram:

$$H^2 R^2 - \frac{8}{3} \cdot \pi G \rho' R^2 = -k c^2 \quad \text{e} \quad H^2 R^2 - \frac{8}{3} \cdot \pi G \rho R^2 = 0$$

Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

$$H^2 R^2 - \frac{8}{3} \cdot \pi G \rho' R^2 = -kc^2 \quad \text{e} \quad H^2 R^2 - \frac{8}{3} \cdot \pi G \rho R^2 = 0$$

Subtraindo a primeira da segunda e dividindo por $8\pi G\rho/3R^2$ obtemos para a **densidade relativa**:

$$\delta\rho/\rho = (\rho' - \rho)/\rho = 3kc^2/8\pi G\rho R^2$$

Aula Cosmologia Newtoniana:

Na **era da radiação** (até $\sim 50\,000$ anos):

ρ prop. R^{-4} (mas ρ_b prop. R^{-3}), R prop. $t^{1/2} \Rightarrow \delta\rho/\rho$ prop. t
e na **era da matéria**:

$$\rho \approx \rho_b \text{ prop. } R^{-3}, R \text{ prop. } t^{2/3} \Rightarrow \delta\rho/\rho \text{ prop. } t^{2/3}$$

Aumento apenas por que a **densidade** da **vizinhança** **diminuiu mais rapidamente** que a da sobredensidade (não por causa da atração), chamado **aumento passivo**.

Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

Era da **radiação**: $\rho \text{ prop. } R^{-4}$, $R \text{ prop. } t^{1/2} \Rightarrow \delta\rho/\rho \text{ prop. } t$

Diâmetro da sobredensidade: $D \text{ prop. } R \text{ prop. } t^{1/2}$

Era da **matéria**: $\rho \text{ prop. } R^{-3}$, $R \text{ prop. } t^{2/3} \Rightarrow \delta\rho/\rho \text{ prop. } t^{2/3}$

Diâmetro da sobredensidade: $D \text{ prop. } R \text{ prop. } t^{2/3}$

Enquanto isto, o **horizonte de partículas** cresce:

Na era da **radiação**: $d_h = 2ct$, e

na era da **matéria**: $d_h = 3ct$,

alguma hora **ultrapassando** D , **primeiro** para as **menores sobredensidades** (em termos de diâmetro).

A partir daquele momento, a sobredensidade da **matéria bariônica** está **causalmente ligada** e $\delta\rho/\rho$ é **constante**.

Enquanto isto, as sobredensidades de Matéria Escura (não bariônica) continuam crescendo (vide aulas RCF, Matéria Escura)

Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

Evolução da Massa de Jeans

Lembrete (aula 3):

Massa e **raio limites** para uma **nuvem** de **gás colapsar** são chamadas massa e raio de **Jeans** e dados pelas expressões ao lado.

$$M_J \simeq \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2}$$

$$R_J \simeq \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0} \right)^{1/2}$$

Na época da **recombinação**: $T \approx 2970$ K,

$$\rho = \rho_{b,0}/R^3 = \rho_{b,0}(1+z_{\text{desac}})^3 \approx 5.4 \cdot 10^{-19} \text{ kg m}^{-3}$$

$$\text{e } \mu(77\% \text{ H, } 23\% \text{ He}) = (0.77 \cdot \frac{2}{1} + 0.23 \cdot \frac{3}{4})^{-1} = 0.584$$

$\Rightarrow M_J \approx 1.9 \cdot 10^6 M_{\odot}$, da ordem de $10^6 M_{\odot}$

Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

A **cessação** do **aumento** da **sobredensidade relativa** dura até a **re-combinação**.

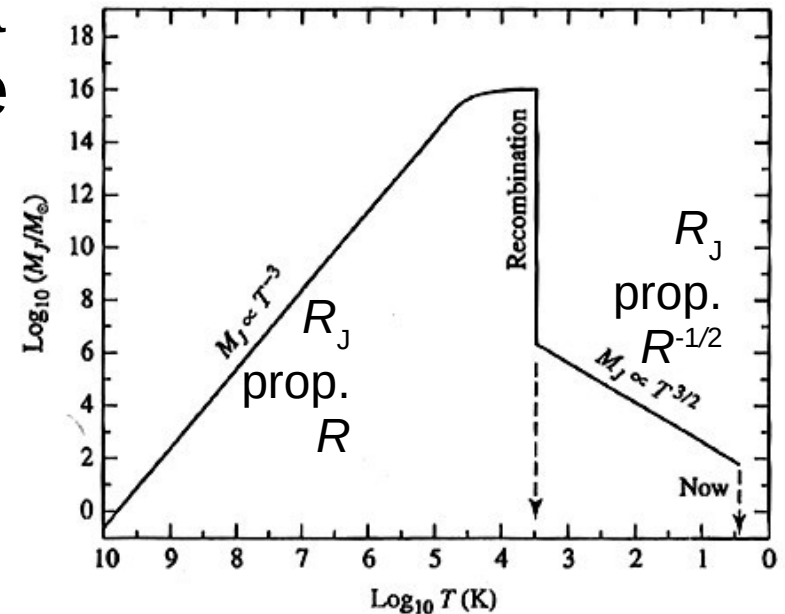
Durante este tempo todo, ela **não** pode **colapsar**, por que **nunca** ultrapassa seu próprio **raio/massa** de **Jeans**, já que:

$$M_J \propto T^{-3} \quad \text{e} \quad R_J \propto T^{1/2} \rho_b^{-1/2} \propto R^{-1/2} R^{3/2} = R \propto D \quad (\text{mas } > D)$$

Isto **muda** radicalmente na **re-combinação**, quando a **matéria bariônica** se **desacopla** da **radiação** e do **aumento** do **fator de escala**.

$$\Rightarrow M_J \propto T^{3/2} \quad \text{e} \quad R_J \propto R^{-1/2}$$

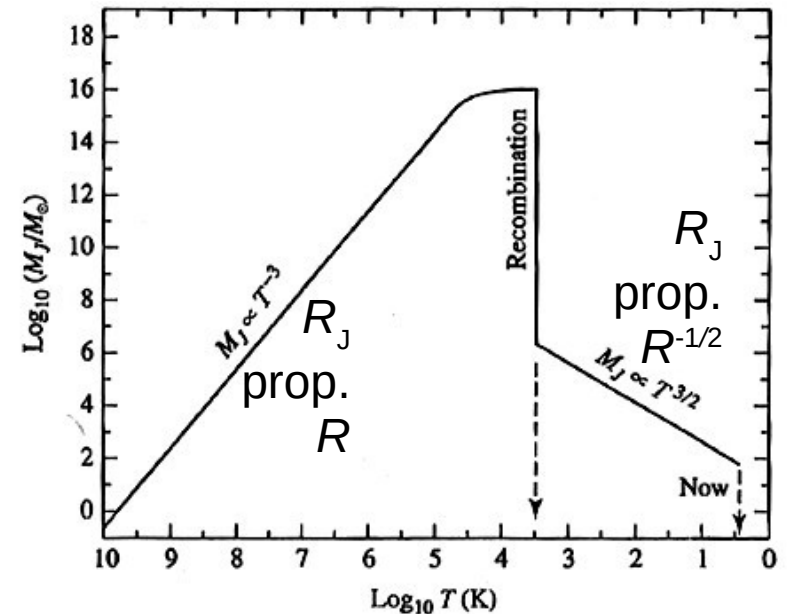
O achatamento do pico antes da re-combinação é devido à Matéria Escura.



Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

=> Na **re-combinação**, a **sobredensidade ultrapassa** seu **raio de Jeans**, ou sua **massa de Jeans**, e começa a **colapsar**.

(muitas caem numa sobredensidade da Matéria Escura, que já estava colapsando desde o início da Era da matéria)

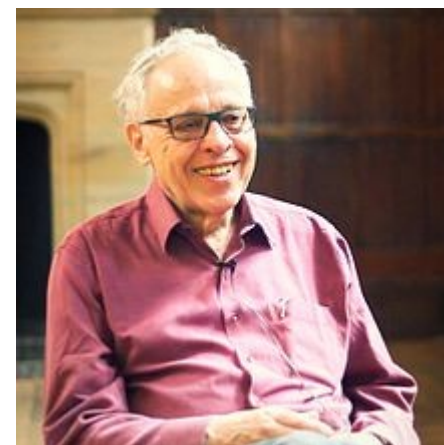


Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

Na fase de **ligação causal** até a **re-combinação**, de $\delta\rho/\rho$ constante, **oscilações acústicas** (ondas sonoras) atravessaram as sobredensidades.

Na hora da **re-combinação**, elas deixaram sua **marca** na **Radiação Cósmica de Fundo**, assunto da aula RCF II.

Mas elas também causaram um **amortecimento** das **menores sobredensidades** por um processo chamado **Amortecimento de Silk** (*Silk Damping*): **Fótons difundiram** das regiões comprimidas pelas ondas para as menos comprimidas, **levando as partículas carregadas** junto (os e^- , e estes, os núcleos atômicos).



Joseph Silk, *1942

Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

O Amortecimento de Silk

Para uma **sobredensidade sobreviver** a este amortecimento, os **fótons não** devem ter tido tempo para **sair** dela até a re-combinação, ou seja, ela deve ter sido **maior** que a **distância d** de um **passeio aleatório** de um **fóton** em $t_{\text{desac}} \approx 380\,000$ anos.

$$d = \sqrt{ct_{\text{desac}}/n\sigma_T}$$

Com $n \approx \rho_b/m_H = \rho_{b,0}(1+z_{\text{desac}})^3$ obtemos para a **massa mínima** de uma **sobredensidade** para **sobreviver** o

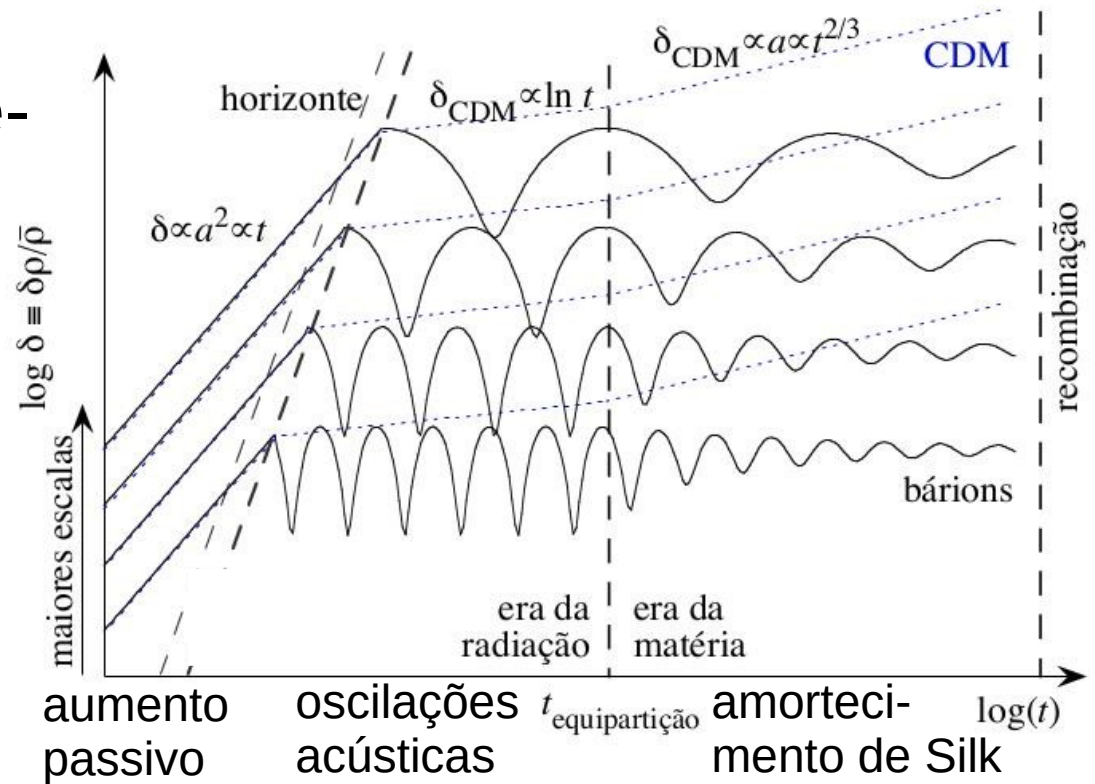
amortecimento: $4d^3\rho_b/3 = 7.7 \cdot 10^{13} M_{\odot}$,

o que corresponde à massa de uma galáxia gigante ou um aglomerado de galáxias pequeno.

Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

Ilustração esquemática do crescimento de sobredensidades adiabáticas de tamanhos diferentes até a re-combinação...

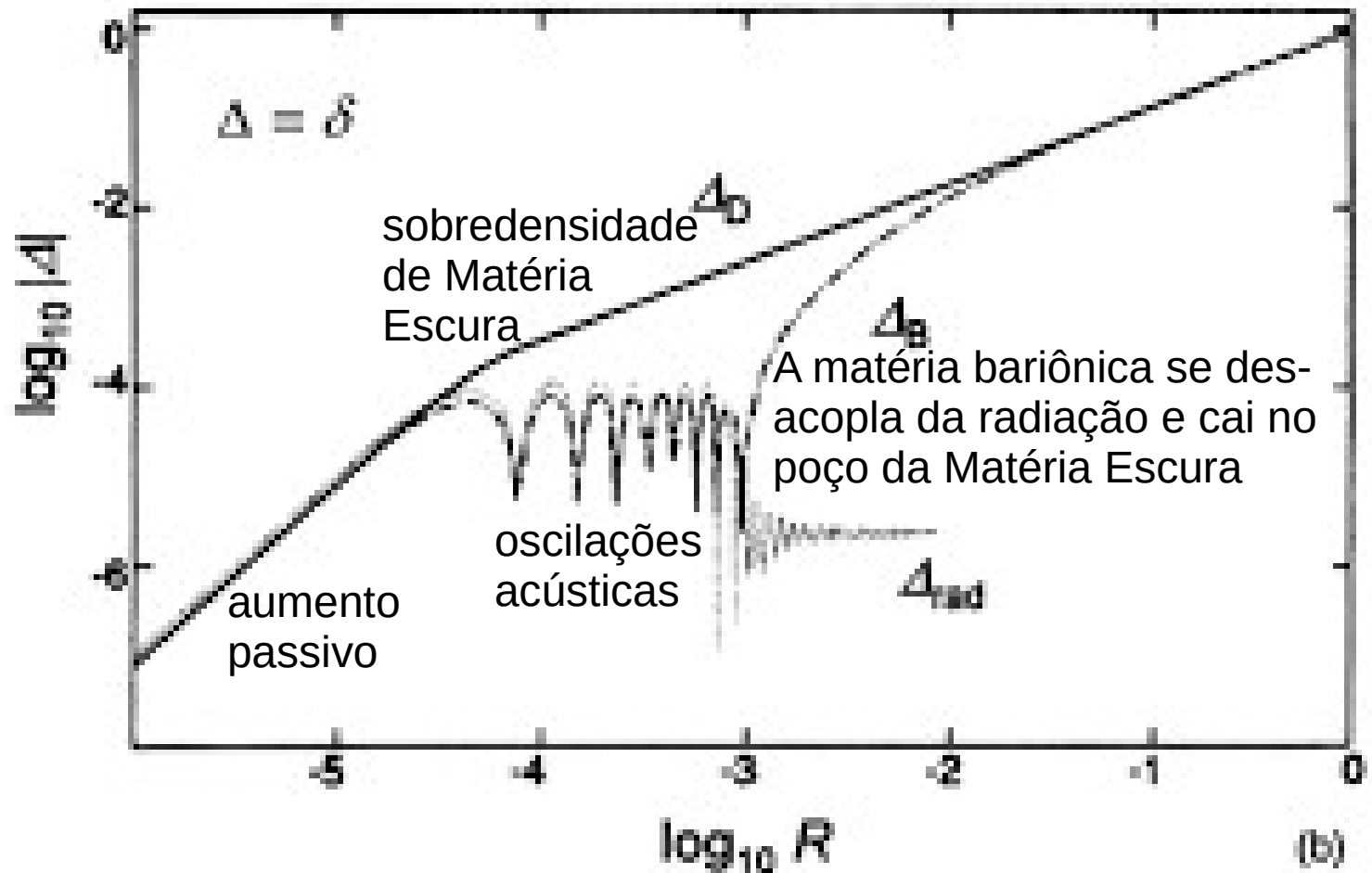
Em pontilhado, as sobredensidades de Matéria Escura.



Sobredensidades Adiabáticas após a Inflação

... e de uma até hoje

The evolution of baryonic and dark matter perturbations



Resumo

As **sobredensidades adiabáticas** passam por uma sequência **inflação - aumento passivo - oscilações acústicas - amortecimento de Silk**, sobrevivendo as de massas maiores que $\sim 10^{13} M_{\odot}$.

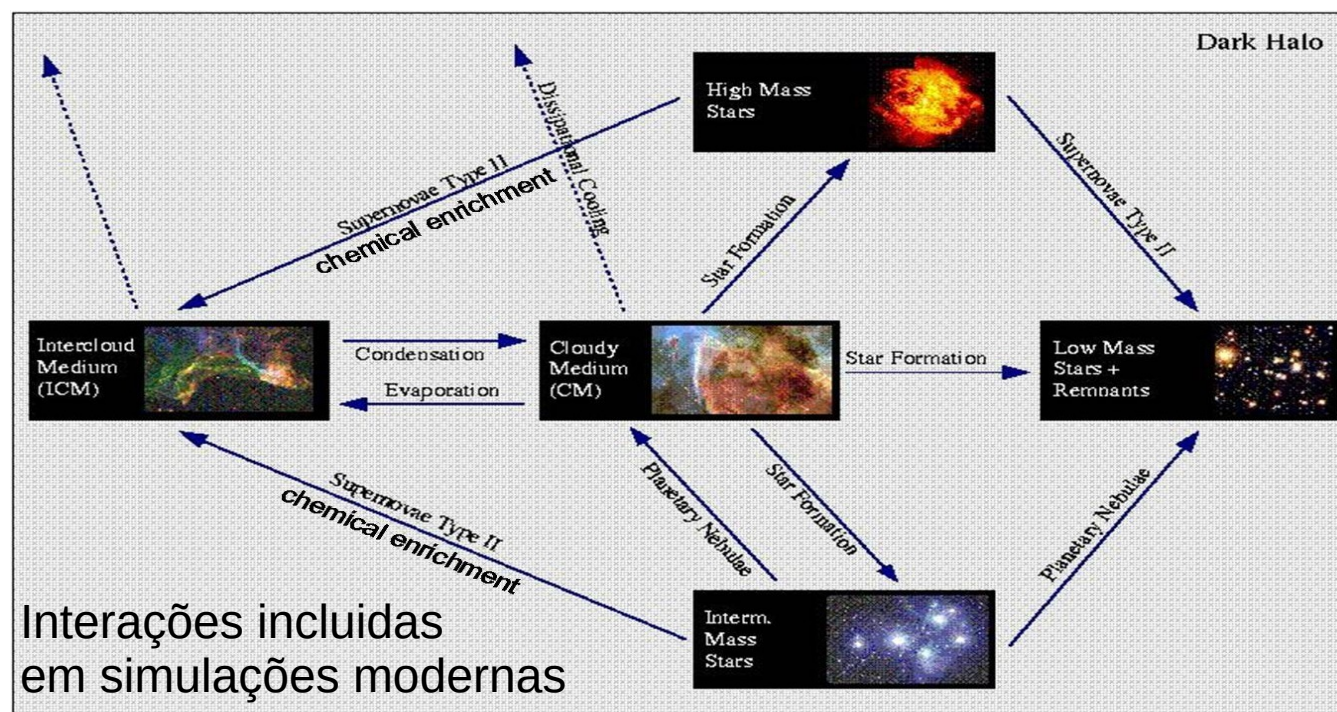
Ao mesmo tempo as **sobredensidades isotérmicas** ficaram "**congeladas**", podendo sobreviver uns de **massas menores** também.

A partir da **re-combinação**, não há mais distinção entre os dois tipos, já que elas se desacoplam da radiação, e as de **massas $\geq 10^6 M_{\odot}$** , a massa de Jeans na época (\Rightarrow alguns slides atrás, da ordem da massa de um aglomerado globular), começam a **colapsar** e cair nos poços de potencial das sobredensidades de Matéria Escura.

Da Recombinação até hoje

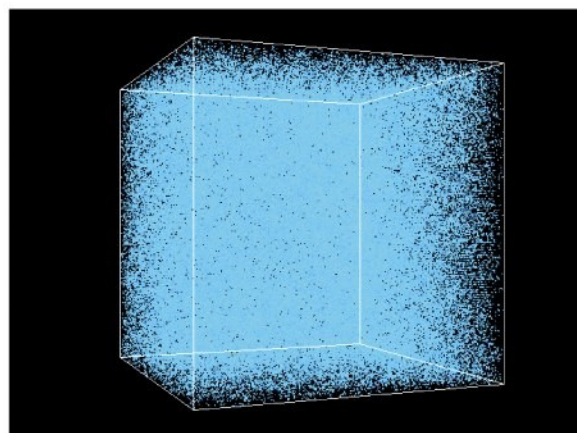
Simulações sofisticadas incluindo todos os componentes conhecidos, como **estrelas**, **gás**, **poeira** e **Matéria Escura** (assumindo certas propriedades desta última, vide aula Matéria Escura) e as **interações** entre estes componentes, como os projetos *Dark Matter Millenium Simulation*

Simulation e *Illustris* conseguem **calcular** a **evolução** a partir de lá.

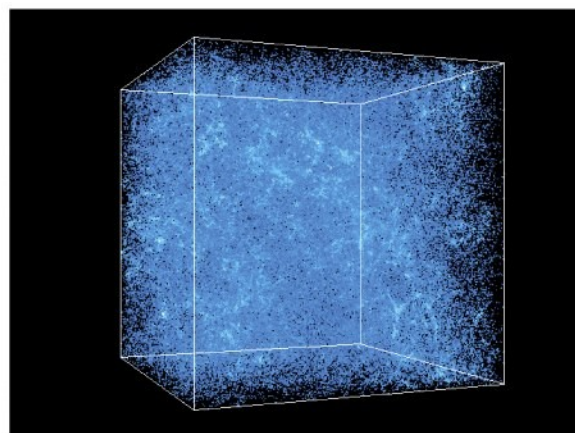


Da Recombinação até hoje

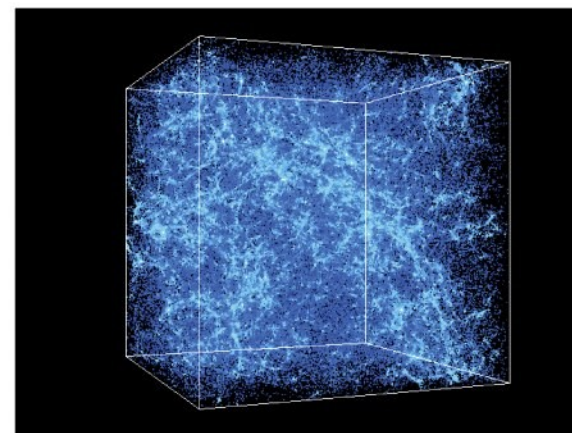
Das sobredensidades se formaram as **galáxias**, **aglomerados** de galáxias, etc. (=> aulas RCF I, DM)



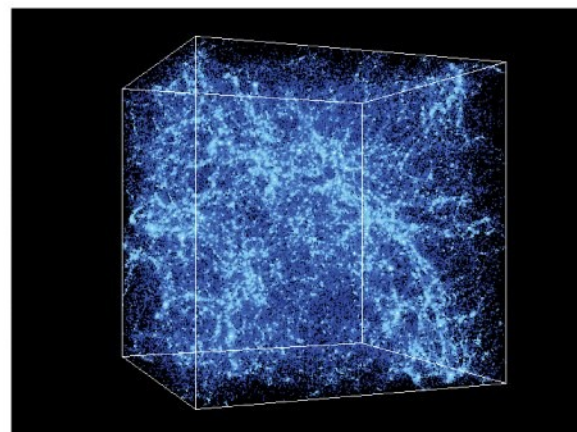
$z = 27.36$ Universe 120 million years old



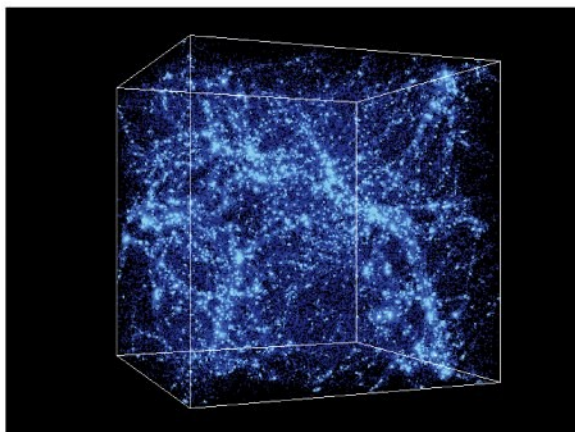
$z = 9.83$ Universe 490 million years old



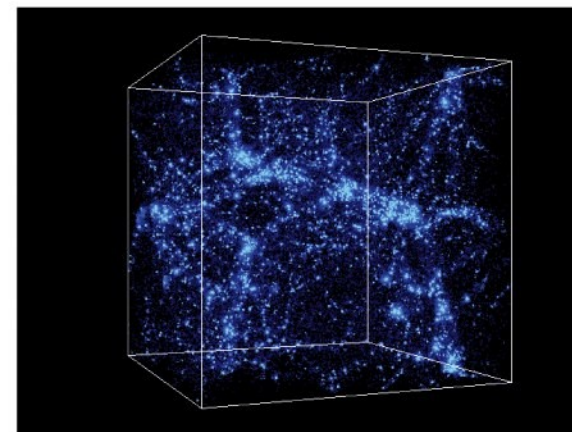
$z = 4.97$ Universe 1.2 billion years old



$z = 2.97$ Universe 2.2 billion years old



$z = 0.99$ Universe 6.0 billion years old



$z = 0.00$ Universe 13.7 billion years old

Figure 27-15

Universe, Eighth Edition

© 2008 W. H. Freeman and Company

Da Recombinação até hoje

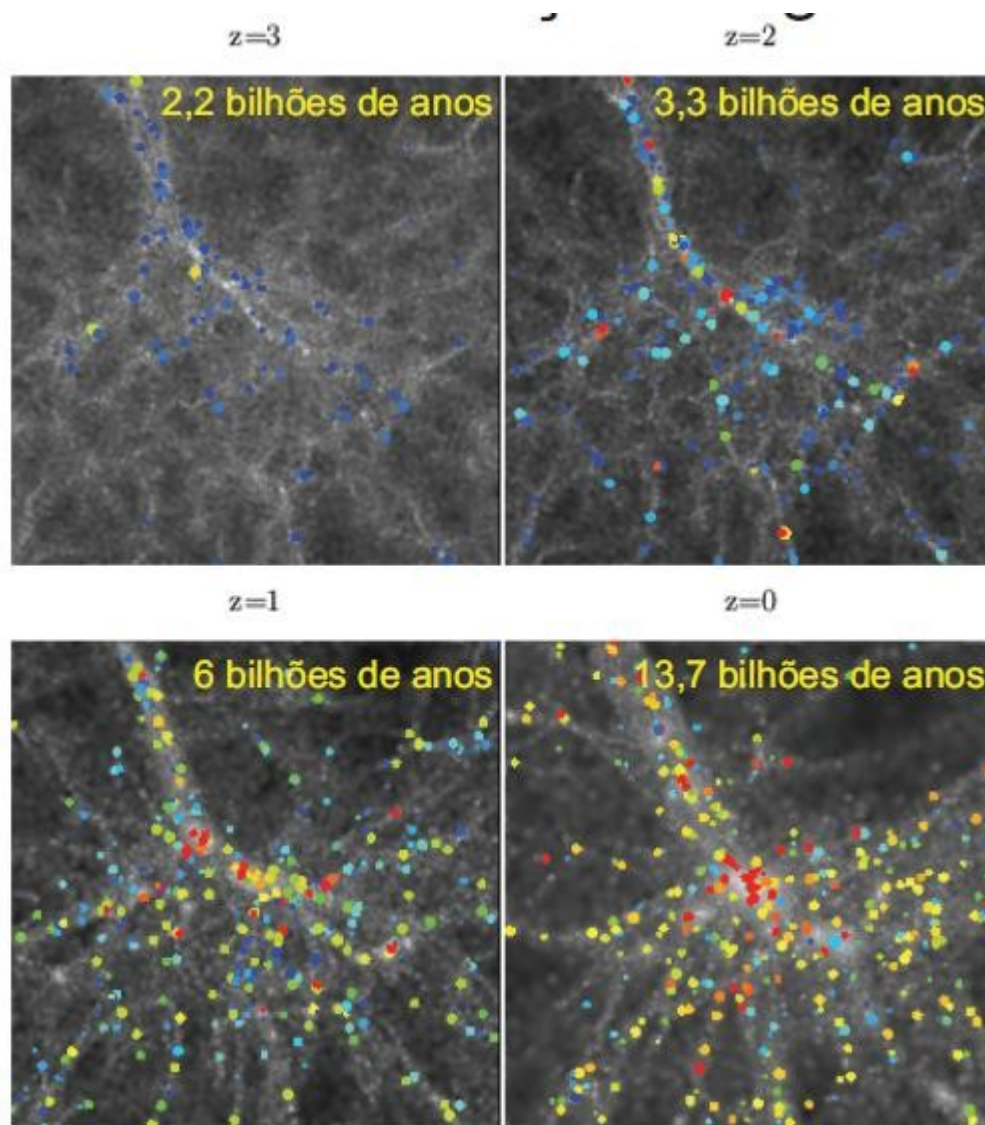
Projeto *Illustris*

Vermelho: estrelas velhas

Azul: estrelas jovens

Galáxias mais vermelhas estão nas regiões mais densas do Universo (aglomerados de galáxias).

Galáxias mais azuis, com formação estelar contínua (como a Via Láctea) estão nos filamentos e grupos.



Da Recombinação até hoje

Projeto *Illustris*

Evolução temporal de uma região de 10 Mpc (comovente) até $z = 0$.

O filme alterna entre o campo de densidade de Matéria Escura, temperatura e metalicidade do gás:

http://www.illustris-project.org/movies/illustris_movie_rot_sub_frame.mp4

Da Recombinação até hoje

Projeto *Illustris*

De esquerda
para direita:

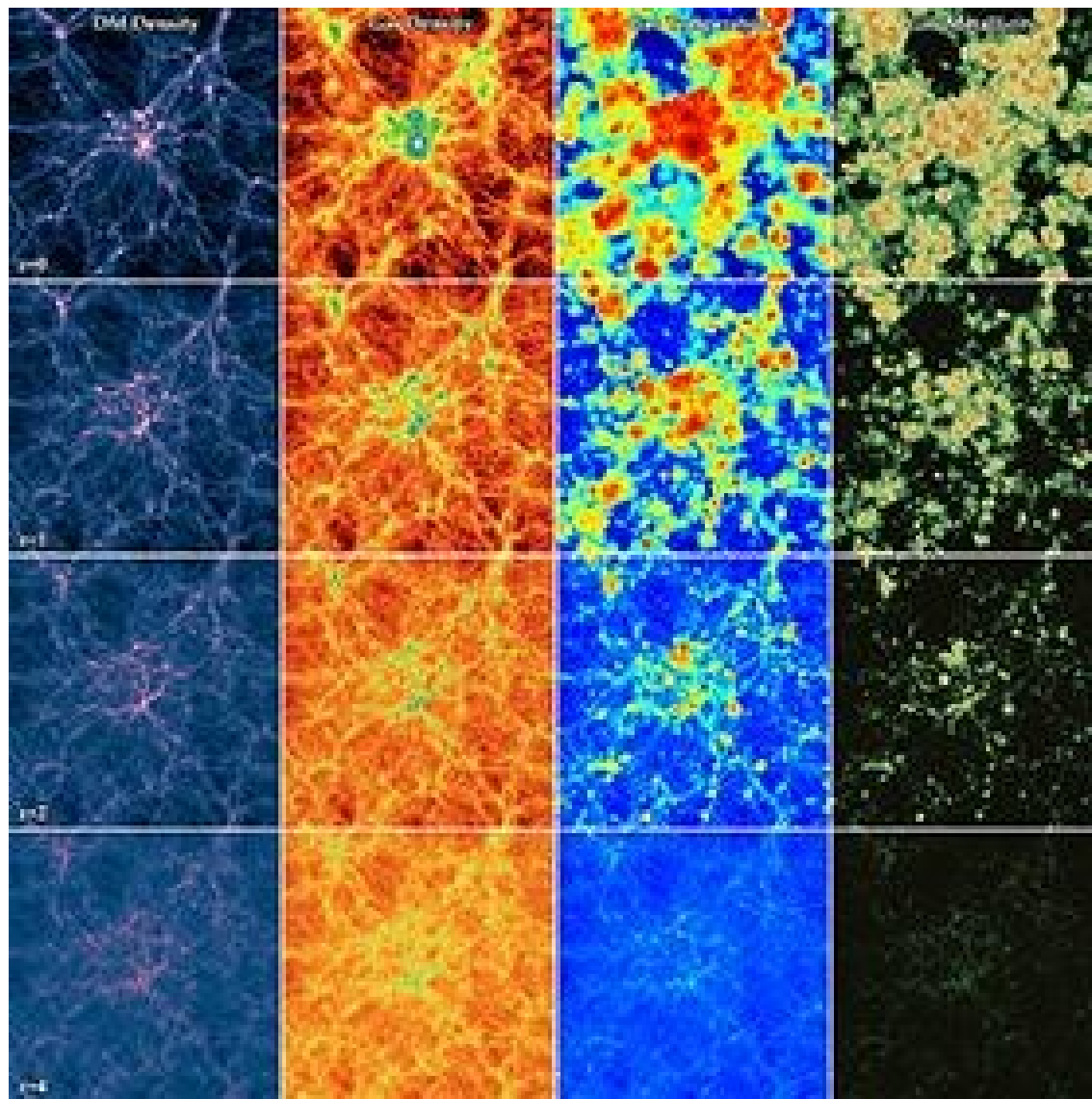
Densidade de
Matéria Escura,

Densidade de gás,

Temperatura do gás,

Metalicidade,

de $z = 4$ a $z = 0$



Formação de Estrutura

Structure	Redshift
Density fluctuations in CMB	$[z_{\text{dec}}]_{\text{WMAP}} = 1089$
Spheroids of galaxies	$z \sim 20$
The first engines of active galactic nuclei	$z \geq 10$
The intergalactic medium	$z \sim 10$
Dark halos of galaxies	$z \sim 5$
The first 10% of heavy elements	$z \geq 3$
Rich clusters of galaxies	$z \sim 2$
Thin disks of spiral galaxies	$z \sim 1$
Superclusters, walls, and voids	$z \sim 1$

Primeiras estrelas em $t \sim 200$ milhões de anos

<https://www.youtube.com/watch?v=5wYw7p5MMNg>



Universidade Federal do ABC

Introdução à Cosmologia

FIM PRA HOJE

