

Orrizonte Sonoro (all'epoca dell'ultimo scattering) (OS)
 Prima che l'universo diventasse quasi neutro (epoca della ricombinazione) la velocità del suono è $c_s \propto \frac{1}{\sqrt{3}}$ perché i barioni sono un unico fluido con i fotoni, cui sono fortemente accoppiati. $c_s = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)^{1/2} = c \sqrt{\omega}$
 $\omega = 1/3$

L'orizzonte sonoro (d_s), in analogia con l'orizzonte della particella, è la distanza propria della quale si è ricevuta una informazione di tipo acustico. Le fluttuazioni di densità dell'universo primordiale si comportano come onde sonore per buona parte del tempo fino all'epoca della ricombinazione (z rosso, $t_{rec} \approx 400.000$ anni). Una concentrazione di materia oscura, fotoni, barioni (e neutrini) presente nell'universo primordiale produce un fronte d'onda acustico attorno a se che produce un aumento di densità sulle scale caratteristiche dell'orizzonte sonoro; questo a sua volta favorisce la formazione di strutture (galassie) separate da una scala d_s . Dopo la ricombinazione c_s si riduce praticamente a zero rispetto al valore precedente, per cui la scala cresce in pratica solo, per effetto dell'espansione, come $1/(1+z)$. Rappresenta quindi un "regolo standard" cui si possono applicare test cosmologici. [Corrisponde alle cosiddette Baryonic Acoustic Oscillations - BAO]
 Il valore di d_s all'epoca della ricombinazione imprime una segnatura importantissima nel fondo a microonde che si genera appunto alla ricombinazione.

Quindi, in analogia con l'orizzonte delle particelle $d_H(t)$, sarà

[052]

$$d_S(t) = a(t) \int_0^t \frac{c_s dt'}{a(t')} = \frac{a_0}{(1+z)} \int_z^0 \frac{c_s(z)}{H(z)} dz \quad c_s(z) = \frac{c}{\sqrt{3(1 + \frac{3\rho_B(z)}{4\rho_0(z)})}}$$

→ Mostra *

Se assumiamo per semplicità che $c_s \sim \frac{c}{\sqrt{3}}$ [questo è esatto per $z \gg 1000$ e $z_{\text{rec}} \sim 1100$ $\hookrightarrow$ MD epoch] avremo

$$d_S(t) \approx a(t) \cdot \frac{c}{\sqrt{3}} \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} \quad \text{che differisce da } d_H(t)$$

solo per il fattore $1/\sqrt{3}$.

$\rightarrow \Lambda=0$ $K=0$ e ρ dominata da 1^a componente

Se ricordiamo che nel modello Λ CDS (vedi pag 89)

$$d_H(t) = \frac{3(1+w)}{1+3w} c \cdot t \quad z \approx 1100 \ll z_{\text{eq}} = 3700 \quad \rightarrow w=0$$

alle ricombinazione (in epoca dominata dalla materia)

$$\text{sarà } d_H(t_{\text{rec}}) = 3 c t_{\text{rec}} \quad \rightarrow \quad d_S(t_{\text{rec}}) \sim \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot 3 c t_{\text{rec}} = \frac{1}{\sqrt{3}} d_H(t_{\text{rec}})$$

Se ricordiamo che, sempre alle ricombinazione,

$$R_H(t_{\text{rec}}) \approx \frac{1}{2} d_H(t_{\text{rec}}) \quad \rightarrow \quad d_S(t_{\text{rec}}) \sim \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot 2 R_H(t_{\text{rec}}) \sim 1.15 R_H(t_{\text{rec}})$$

$$\text{Cioè: } d_S(t_{\text{rec}}) \sim R_H(t_{\text{rec}})$$

$$R_H(t) = \frac{1+3w}{2} d_H(t)$$

* Per modello Λ CDM abbiamo:

$$d_S(z) \approx \frac{1}{(1+z)} \frac{147.05}{\text{Mpc}} \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.1432} \right)^{-0.23} \left(\frac{N_{\text{eff}}}{3.04} \right)^{-0.1} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.02236} \right)^{-0.13}$$

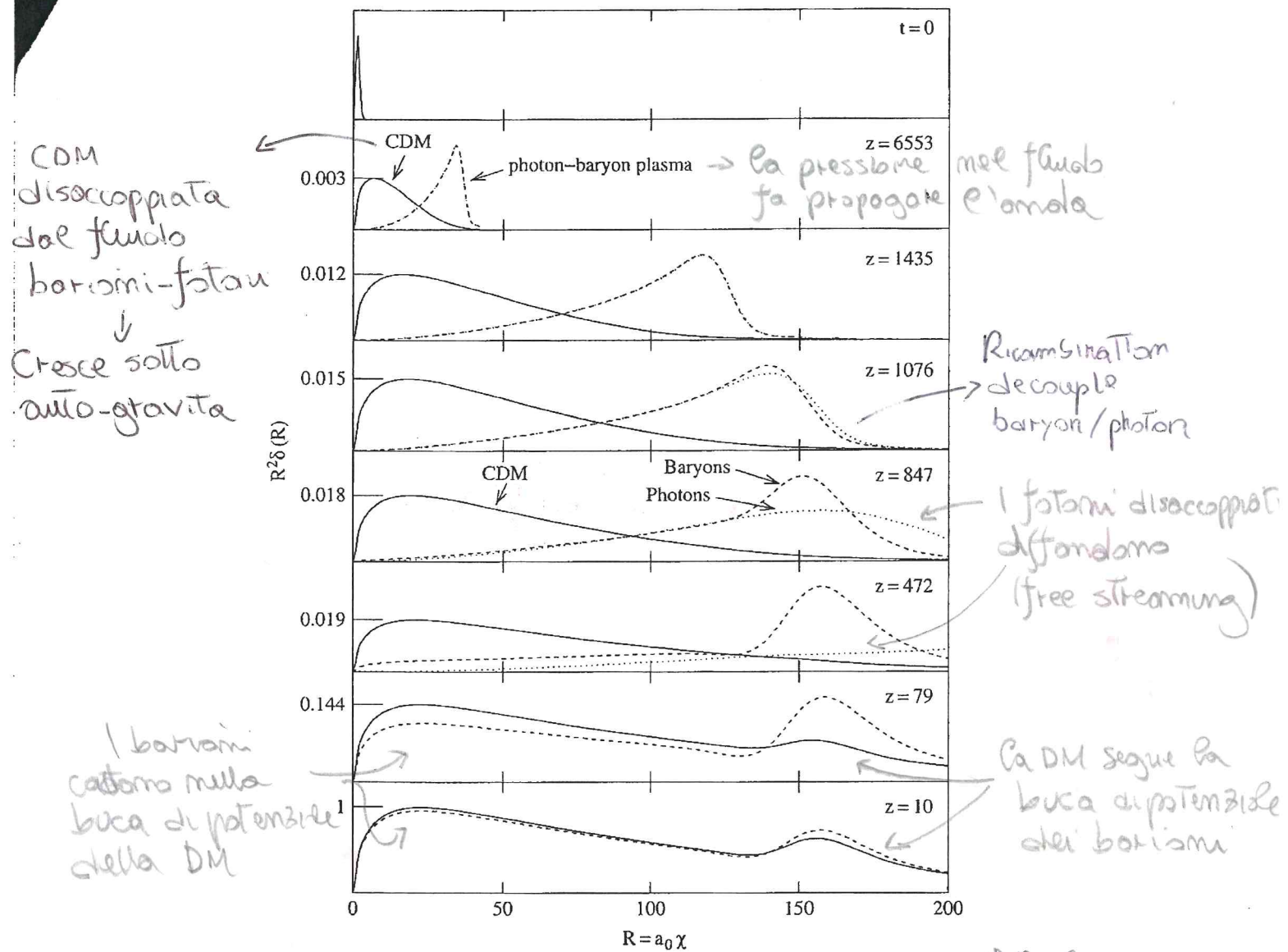


Fig. 5.5 The time development of an initial adiabatic over-density in a universe with CDM, neutrinos, baryons, and photons [152, 123]. At $t = 0$, the over-density of all components are superimposed but the pressure of the baryon-photon plasma causes it to propagate away from the origin at the speed of sound. Light neutrinos (not shown) free stream away with the speed of light. The baryons stop shortly after recombination when the baryons and photons decouple, allowing the photons to free stream away. CDM and baryons from the homogeneous reservoir will then be gravitationally attracted into the potential wells formed by the CDM at the origin and the shell of baryons. This infall of homogeneous matter will generate CDM-baryon over-densities where galaxies will preferentially form. This results in the galaxy-galaxy correlation function seen in Fig. 5.7.

Segnatura della δ nel CMB

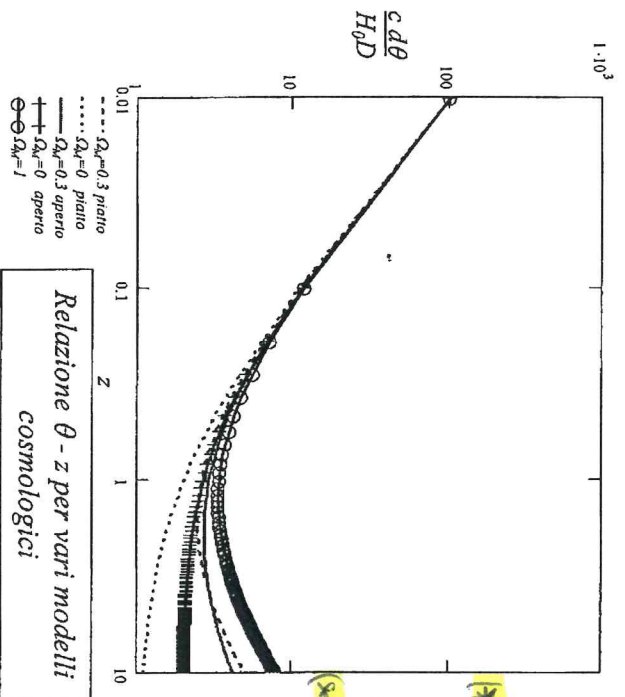
Marino Mezzetti

ELEMENTI DI COSMOLOGIA

Marino Mezzetti

ELEMENTI DI COSMOLOGIA

Posizione Angolare
Rico Acustico nel CMB



Relazione θ - z per vari modelli cosmologici

In realtà questo metodo ha dato i suoi frutti applicato al CMB, usando come scala D la dimensione del cosidetto orizzonte sonoro ($\sim R_H$), all'epoca dello ultimo scattering ($z_{ls} \approx 1100$).

Per $z \rightarrow \infty$ possiamo scrivere ($\alpha = 1$ se $\Omega_M = 0$, $\alpha \approx 0.4$ se $\Omega_M + \Omega_M = 1$) per d_A ed R_H :

$$d_A(z_{ls}) \approx \frac{2c}{H_0 \Omega_M^\alpha (1+z_{ls})}$$

$$R_H(z_{ls}) \approx \frac{c}{H(z_{ls})} = \frac{c}{H_0 E(z_{ls})} \approx \frac{c}{H_0 \sqrt{\Omega_M (1+z_{ls})^3 + \Omega_\Lambda}}$$

$$E(z) \approx [\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda (1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}$$

(vedi pag. 66-67-)

$$\theta_s \approx \frac{R_H(z_{ls})}{d_A(z_{ls})} \approx \frac{\Omega_M^{\alpha-1/2}}{2(1+z_{ls})^{1/2}} \approx 0.9^\circ \Omega_M^{\alpha-1/2}$$

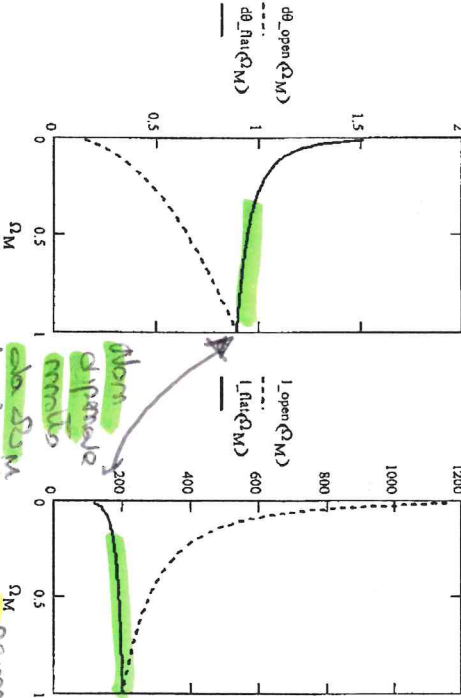
$$\theta_s \approx \frac{D}{d_A} \approx \frac{D}{R_H(z_{ls})}$$

$$\theta_s \approx \frac{D}{d_A} \approx \frac{D}{R_H(z_{ls})}$$

Se usiamo invece il multipolo l , usato nella CMB, otteniamo:

$$l_s \approx \frac{\pi}{\theta_s} \approx \frac{2\pi(1+z_{ls})^{1/2}}{\Omega_M^{\alpha-1/2}} \approx \frac{200}{\Omega_M^{\alpha-1/2}}$$

Dipendenza di θ_s ed l_s da Ω_M nei modelli aperto ($\Omega_\Lambda = 0$) e piatto ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$)



Il calcolo esatto della posizione del primo picco porta in realtà a risultati molto simili.

$$l_s \approx \frac{\pi}{\theta_s} \approx \frac{2\pi(1+z_{ls})^{1/2}}{\Omega_M^{\alpha-1/2}} \approx \frac{200}{\Omega_M^{\alpha-1/2}}$$