

Tesi doctoral presentada per En/Na

Marc MANERA MIRET

amb el títol

"Cosmologia i Formació d'Estructures"

per a l'obtenció del títol de Doctor/a en

CIÈNCIES FÍSiques

Barcelona, 27 de juny del 2007.

Facultat de Física
Departament de Física Fonamental



UNIVERSITAT DE BARCELONA



Part IV

Resum de la Tesi

Chapter 17

Introducció

La formació d'estructura de l'univers comença a partir de fluctuacions molt petites en un camp de densitat de matèria pràcticament homogeni. A mida que l'univers s'expandeix aquestes fluctuacions creixent i acaben formant les estructures que observem avui en dia: galàxies, cúmuls de galàxies i la sorprenent estructura filamentosa a grans escales que veiem en surveys com l'SDSS (Sloan Digital Sky Survey).

Aquesta tesi té tres parts. En la primera part mirem la formació d'estructura en models cosmològics no estàndards. Aquests models han estat desenvolupats per explicar l'expansió accelerada de l'univers. Aquí volem veure si reproduïxen també les observacions de l'estructura a gran escala i la seva evolució. Per fer això primer introduïm un formalisme que permet calcular el creixement d'estructures en aquestes cosmologies. Seguidament calculem observables com el creixement lineal, l'skewness o el número de cúmuls per àrea en el cel, així podem restringir els paràmetres d'aquests models o descartar-los si no resprodueixen les observacions.

La cosmologia està entrant en una era de precisió, en la qual una gran quantitat de dades observacionals estan disponibles tot permetent estudiar l'estructura a gran escala. Aquest estudi es du a terme principalment a partir de mesures estadístiques com les funcions de correlació. En la segona part de la tesi mirarem la funció de correlació entre mapes de galàxies i mapes de la temperatura de la radiació de fons de microones. La seva correlació és una manera de detectar l'efecte Sachs Wolfe integrat, el qual està íntimament relacionat amb el creixement d'estructura. Això ens permetrà de restringir paràmetres cosmològics en el model 'actual' de la cosmologia el

Λ CDM.

Ja que treballem amb observacions ens hem de preocupar per entendre bé els errors. En la segona part de la tesi també presentem un nou mètode per comparar errors en les funcions de correlació entre mapes i el comparem amb altres mètodes de la literatura. Finalment, a la tercera part de la tesi, enlloc de treballar amb mapes del cel estudiem la formació d'estructura en tres dimensions. Analitzant una simulació cosmològica de matèria fosca ens preguntem si el model de bias local és adequat per perdre les funcions de correlació que en la mateixa simulació observem per halos de diferent massa.

Finalment comentar que aquí teniu de fet un resum de la tesi. La tesi completa ha estat presentada en els capítols anterior en anglès, la llengua més utilitzada en la comunicació científica.

Chapter 18

El nou paradigma cosmològic i la formació d'estructura

18.1 Un univers accelerant-se

Durant l'última dècada ha aparegut una evidència cada cop una més gran per a un canvi de paradigma cosmològic. Les observacions de les supernoves tipus Ia (Perlmutter et al. 1999) així com el fons còsmic de microones (CMB) (Spergel et al. 2003) i l'estructura a gran escala (Zehavi et al. 2002) apunten consistentment cap un nou paradigma cosmològic: un univers gairebé pla el qual en l'actualitat esta en una fase d'expansió accelerada. Aquesta expansió accelerada no pot ser reconciliada amb el model Einstein-de-Sitter (EdS) ni tampoc amb un univers obert però amb molta menys matèria fosca. És necessari un canvi més gran en el model cosmològic, essent la mes simple de les solucions la introducció d'una constant cosmològica, Λ a les equacions d'Einstein. Aquest es el model anomenat Λ CDM.

Per explicar l'expansió accelerada de l'univers hi ha bàsicament dues aproximacions. La primera es considerar canvis en la manera d'entendre la gravitació, la qual cosa comportaria canviar la part esquerra de les equacions d'Einstein. La segona aproximació seria canviar la part dreta d'aquestes equacions introduint una nova component en el tensor d'energia-moment. Aquesta nova component s'anomena energi fosca la seva equació d'estat ha de ser $p < \frac{1}{3}\rho$ per tal de produir la mencionada

acceleració. És fàcil de veure que un pot moure lliurement termes a banda i banda de les equacions d'Einstein, convertint d'aquesta manera els models amb gravitació no estandard en teories amb una energia fosca efectiva. El cas més clar és el de la constant cosmològica que equivaldria a una energia fosca amb $p = -\rho$.

En la primera part de la tesi estudiarem models de gravetat no estandard i d'energia fosca i buscarem quines característiques ens podrien permetre de distingir-los del model de concordància, el Λ CDM amb $\Omega_\Lambda \sim 75\%$ i $\Omega_m \sim 0.25\%$.

18.2 Cosmologia i formació d'estructures

A molt grans escales podem considerar l'univers homogeni i isotròpic i descriure'l amb la mètrica de Friedman-Robertson-Walker (FRW) i un tensor La seva dinàmica vindrà donada per les equacions d'Einstein:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi G T_{\mu\nu} \quad (18.1)$$

En aquest cas, si considerem un fluid ideal el tensor d'energia moment pren una forma diagonal $T_\nu^\mu = \text{dia}[\rho(t), -p(t), -p(t), -p(t)]$, llavors les úniques equacions d'Einstein no trivials són:

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G \rho(t)}{3} + \frac{\Lambda}{3} \quad (18.2)$$

$$\frac{2\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = -8\pi G p(t) + \Lambda \quad (18.3)$$

A partir de $T_{\mu\nu;\nu}$ o bé derivant 2.3 i utilitzant 2.4 per eliminar \ddot{a} obtenim l'equació de continuïtat $\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0$ on $H \equiv \dot{a}/a$. Si tenim $p = p(\rho)$ l'equació de continuïtat ens donarà l'evolució del factor d'escala a . Pel cas general $p = w(a)\rho$ tindrem que $\rho = \rho_0 \exp \int -3(1+w)\frac{da}{a}$. Pel cas de la constant cosmològica entesa com energia fosca tenim justament una densitat constant.

L'equació 2.3 s'anomena equació de Friedman i pot ser reescrita com

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left(\frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \frac{\Omega_k}{a^2} + \Omega_\Lambda\right) \quad (18.4)$$

on hem introduït els paràmetres cosmològics $\Omega_m = \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_{m,0} = \frac{\rho_{m,0}}{\rho_c}$, $\Omega_r = \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_{r,0} = \frac{\rho_{r,0}}{\rho_c}$, $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}$, $\Omega_k = \frac{-k}{H_0^2}$ i la densitat crítica és $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$. El subíndex zero indica que estem a redshift $z = 0$

o, equivalentment, $a = 1$. Introduint l'equació 2.3 a 2.4 obtenim

$$\dot{H} + H^2 = \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (18.5)$$

Noteu que l'equació 2.7 deriva de les equacions d'Einstein. També podriem haber arribat al mateix utilitzant l'equació de Friedmann i l'equació de continuïtat. Aquesta serà una idea clau en la metodologia per calcular la formació d'estructura en models no standards.

Per calcular la formació d'estructura podem partir de l'equació de Raychaudhuri (Raychaudhuri 1955), la qual es certa separatament de les equacions d'Einstein. Per un fluid sense cisalla ni vorticitat l'equació es:

$$\dot{\Theta} + \frac{1}{3}\Theta^2 = R_{\mu\nu}u^\mu u^\nu \quad (18.6)$$

on $\Theta \equiv \nabla_\mu u^\mu$. Ens interessa reescriure aquesta equació de manera més convenient. Si considerem un sistema de coordenades on la velocitat del fluid es pugui expressar com el flux de Hubble més una velocitat peculiar, $u^\mu = (1, \dot{a}\mathbf{x} + \mathbf{v})$ i definim $\theta \equiv \nabla \cdot \mathbf{v}$, llavors tenim que $\Theta = 3\frac{\dot{a}}{a} + \frac{\theta}{a}$ on podem introduir el paràmetre de Hubble no pertubat (homogeni a tot l'univers) $\bar{H} = \frac{\dot{a}}{a}$. Per altra banda el terme $R_{\mu\nu}u^\mu u^\nu$ es local i no homogeni. En el marc del col·lapse esfèric el podem expressar en termes de la densitat local, i de fet, en funció del paràmetre de Hubble local. $R_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = 3(\dot{H} + H^2)$. Així tenim

$$\frac{\dot{\theta}}{a} + \frac{\theta}{a}\bar{H} + \frac{1}{3}\frac{\theta^2}{a^2} = 3(\dot{H} + H^2) - 3(\dot{\bar{H}} + \bar{H}^2). \quad (18.7)$$

Aquesta es l'equació fonamental per la nostra metodologia. Pel cas Λ CDM també hi podem arribar a partint de les equacions d'un fluid ideal en la cosmologia newtoniana. Noteu que no hem utilitzat res més que el fet de viure en un univers FRW, on només hi ha matèria fosca (sense pressió) que formarà estructura en el marc del col·lapse esfèric. En particular no hem assumit les equacions d'Einstein. Aquesta equació és la que utilitzarem per calcular la formació d'estructura pels models de Dvali Gabadadze i Porrati, pel model Cardassian i pel gas de Chaplygin. En el cas que hi hagi energia fosca a més de matèria fosca considerarem que només afecta l'estructura a través de l'expansió de l'univers, que ve expressada en l'equació de Friedmann.

Ara podem fer un canvi de variables a $\eta = \ln(a)$ i aplicar l'equació de continuïtat $\dot{a}\frac{d\delta}{d\eta} + (1+\delta)\theta = 0$

(Peebles 1993) per eliminar θ de l'equació, arribant finalment a

$$\frac{d^2\delta}{d\eta^2} + \left(2 + \frac{\dot{H}}{H^2}\right) \frac{d\delta}{d\eta} - \frac{4}{3} \frac{1}{1+\delta} \left(\frac{d\delta}{d\tau}\right)^2 = -3 \frac{1+\delta}{H^2} \left((\dot{H} + H^2) - (\dot{H} + \bar{H}^2) \right), \quad (18.8)$$

Òbviament per a models no standards no podem avançar més sinó utilitzem l'equació de Friedmann i l'equació de continuïtat per calcular \dot{H} i H^2 , els quals els podem expressar en termes de la densitat i dels paràmetres cosmològics. Fent perturbacions en la densitat $\rho = \bar{\rho}(1 + \delta)$ podem expressar finalment el terme esquerra de l'equació en termes del contrast de densitat δ

$$3 \frac{1+\delta}{H^2} \left((\dot{H} + H^2) - (\dot{H} + \bar{H}^2) \right) \equiv 3(1+\delta) \sum_{n=1} c_n \delta^n. \quad (18.9)$$

Noteu que no hi ha cap terme constant en l'expansió i que obviament els coeficients c_n són funció del factor d'escala i dels paràmetres propis de cada model a estudiar. Ara expandint el contrast de la densitat $\delta = \sum_n \frac{D_n(\eta)}{n!} \delta_0$ podem fàcilment trobar les equacions per tots els ordres en teoria de perturbacions. L'equació pel primer i segon ordre són,

$$D_1'' + \left(2 + \frac{\dot{H}}{H^2}\right) D_1' + 3c_1 D_1 = 0, \quad (18.10)$$

$$D_2'' + \left(2 + \frac{\dot{H}}{H^2}\right) D_2' - \frac{8}{3} (D_1')^2 + 3c_1 D_2 + 6(c_1 + c_2) D_1^2 = 0 \quad (18.11)$$

Pel cas del model Λ CDM tots els coeficients són zero excepte el primer $c_1 = -\frac{1}{2} \frac{\Omega_M}{\Omega_M + a^3 \Omega_\Lambda}$. L'equació de primer ordre ens indica com creix l'estructura en el regim linial; l'efecte de la constant cosmològica es el de reduir la formació d'estructura fins a quedar-se aturada en el futur. Mirant l'equació de segon ordre determinem com l'estructura inicialment gaussiana desenvolupa aspectes no gaussianes a conseqüència de l'evolució gravitatoria. Una mesura d'això és l'skewness que podem definir com $S_3 = 3 \frac{D_2}{D_1^2}$. En un model Einstein-de Sitter $S_3^{EdS} = 34/7 \approx 4.86$, el valor del qual canvia molt poc (menys d'un 1%) al introduir una constant cosmològica.

18.3 Comptatge de cúmuls

El comptatge de cúmuls és una eina cada cop més important en la cosmologia per distingir entre diversos models cosmològics o restringir els paràmetres en que es basen (Le Delliou 2006; Wang et al. 2004; Lima & Hu 2004; Haiman et al. 2000; Horellow & Berge 2005; Solevi et al. 2006) El formalisme de Press-Schechter o el de Sheth i Tormen ens indiquen com calcular la densitat en nombre de cúmuls d'una massa donada. Nosaltres voldrem comparar amb observacions i per tant integrarem a partir d'una certa massa i en un volum comòbil adequat per tenir la densitat de cúmuls amb massa major que una donada per grau quadrat en el cel i per un cert rang en redshift.

$$n(M)dM = A(p) (1 + (q\nu)^{-p}) \exp\left(-\frac{q\nu}{2}\right). \quad (18.12)$$

on $\nu = (\delta_c/\sigma)^2$, δ_c es la densitat linial crítica a partir de la qual les estructures col.lapsen, i.e. ($\delta > \infty$), i σ es la variança evaluada en un radi el qual en un univers homogeni conté la massa M del cúmulo. La normalització de la distribució bé donada per $A(p) = (1 + 2^{-p}\Gamma(1/2 - p)/\sqrt{\pi})^{-1}$. El cas Press-Schechter els el tenim pels valors $p = 0$ i $q = 1$ mentre que els valors típics per Sheth i Tormen són $p \simeq 0.3$ and $q \simeq 0.75$. Aquests últims valors estan mes d'acord amb els resultats trobats en les simulacions que tendeixen a mostrar més halos massius i menys halos poc massius que la predicció de Press-Schechter.

18.4 El Model de Dvali Gabadadze Porrati (DGP)

El model DGP (Dvali et al. 2000) està inspirat en la teoria de branes i vol explicar l'acceleració de l'univers a partir de modificar la gravetat introduint una cinquena dimensió espacial. El model té una escala característica r_c a partir de la qual l'efecte de la cinquena dimensió es fa cada cop més evident. És un paràmetre lliure de la teoria el qual es pot acotar.

L'equació de Friedmann pel model DGP és

$$H^2 = \left(\sqrt{\frac{8\pi G}{3}\rho} + \frac{1}{R^2} + \frac{1}{R}\right)^2 + \frac{K}{a^2}, \quad (18.13)$$

on $R \equiv 2r_c$ i $K = 0, \pm 1$ és la constant de curvatura. Amb aquesta equació i l'equació de continuïtat

podem veure com evolucionen les perturbacions de densitat si ens calculem els coeficients c_1 i c_2 i el terme que multiplica la primera derivada en l'equació 18.8.

$$\begin{aligned}
 c_1 &= -\frac{2(\Omega_M + \Omega_R a^3)(\Omega_M + 4\Omega_R a^3) + \sqrt{\Omega_R} \sqrt{\Omega_R + \frac{\Omega_M}{a^3}} a^3 (5\Omega_M + 8\Omega_R a^3)}{4(\Omega_M + \Omega_R a^3)^2} \\
 c_2 &= \frac{\Omega_M^2 \sqrt{\Omega_R} \sqrt{\Omega_R + \frac{\Omega_M}{a^3}} (8\Omega_R a^3 - \Omega_M)}{16 \left(\sqrt{\Omega_R} + \sqrt{\Omega_R + \frac{\Omega_M}{a^3}} \right)^2 (\Omega_M + \Omega_R a^3)^3} \\
 2 + \frac{\dot{H}}{H^2} &= \frac{1}{2} + \frac{3\sqrt{\Omega_R}}{2\sqrt{\Omega_R + \frac{\Omega_M}{a^3}}}. \tag{18.14}
 \end{aligned}$$

on hem definit els paràmetres cosmològics de manera natural $\Omega_M \equiv \frac{8\pi G\rho_0}{3H_0^2}$, $\Omega_R \equiv \frac{1}{R^2 H_0^2}$, $\Omega_K \equiv \frac{K}{H_0^2}$. Clarament en el cas $\omega_R = 0$ recuperem la cosmologia Einstein-de-Sitter (EdS)

A la figura 18.1 presentem el creixement lineal pel model DGP per diferents valors del paràmetre Ω_R . Hem normalitzat la solució de manera que sigui igual al cas EdS en el passat remot. En general el creixement lineal és similar al de la constant cosmològica però més pronunciat. Pel cas preferit (Dvali et al. 2003) on $\Omega_R = 0.17$ tenim una supressió d'un factor 0.54 comparat al cas EdS. Pel model Λ CDM aquesta supressió és de 0.78, pel qual tenim menys creixement d'estructura en el model DGP. Aquesta diferència de creixement es pot relacionar amb la variança del contrast de densitat a escales de 8 Mpc/h σ_8 i podria explicar la tendència observacional a determinar valors de σ_8 més baixos per a redshifts més propers a l'actualitat.

Pel model DGP també podem calcular S_3 , el qual comença a créixer abans que el cas Λ CDM, els canvis no són però prou significatius per ser observats, ja que com a molt són del 1%. El comptatge de cúmuls és en canvi una eina més eficient i ens dona que el nombre de cúmuls amb massa $M > 2 \cdot 10^{14} M_{solar}$ per grau quadrat comparat amb la predicció Λ CDM és d'aproximadament el doble. Això ho mostrem en la figura 18.3. Tanmateix el nombre de cúmuls és difícil de determinar experimentalment i depen molt també de σ_8 , per la qual cosa el model encara no estaria descartat.

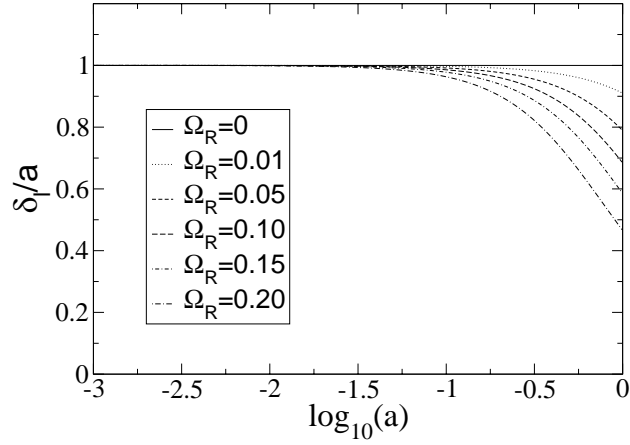


Figure 18.1: Creixement lineal en el model DGP . Figura com a Multamaki, Gaztanaga i Manera (2003).

18.5 El Model Cardassian

En model Cardassian ¹ (Freese & Lewis 2002; Freese 2005) es considera que l'univers es pla i només conté matèria i radiació amb una equació general de Friedmann de la forma $H^2 = g(\rho)$. En el cas concret del model Cardassian Politròpic Modificat, els paràmetres del qual ja han estat restringits per observacions de supernoves (Wang et al. 2003), l'equació de Friedmann s'escriu com:

$$H^2 = H_0^2 \frac{\Omega_M}{a^3} \left(1 + (1 + z_{eq})^{3(1-n)q} a^{3(1-n)q} \right)^{\frac{1}{q}} \quad (18.15)$$

on z_{eq} es el redshift on els termes del model Cardassian comencen a dominar sobre el primer terme, el qual donaria el cas EdS.

Utilitzant l'equació de Friedmann i la de continuïtat podem obtenir com en el cas anterior els coefficients corresponents a les equacions per al creixement de l'estructura en el règim lineal i de segon ordre, les quals podem solucionar. Els coefficients són:

¹Curiosament els cardassians són una raça humanoide de la sèrie Star Trek

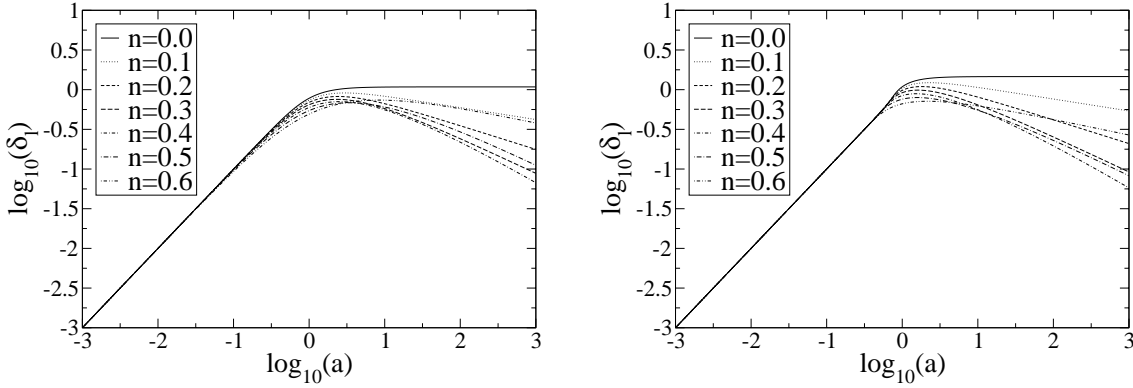


Figure 18.2: Creixement lineal d'estructura pel model Cardassian amb diferents n i $q = 2$ o $q = 5$
 Figura com a Multamaki, Gaztanaga i Manera (2003)

$$c_1 = -\frac{1}{2} \frac{1 + (4n - 2 + 3(n - 1)^2 q)X + n(3n - 2)X^2}{(1 + X)^2} \quad (18.16)$$

$$c_2 = \frac{X}{4} (1 + X)^{-3} (n - 1) \left[\left((1 - n)q - 1 \right) \left(1 + 3(n - 1)q \right) \right] \quad (18.17)$$

$$+ \left(2 - 4n - (n - 1)(9n - 5)q + 3(n - 1)^2 q^2 \right) X + n(2 - 3n)X^2 \Big], \quad (18.18)$$

$$2 + \frac{\dot{H}}{H^2} = 2 - \frac{3}{2} \frac{1 + n(1 + z_{eq})^{3q(1-n)} a^{3q(1-n)}}{1 + (1 + z_{eq})^{3q(1-n)} a^{3q(1-n)}}. \quad (18.19)$$

on X ve definida per $X \equiv ((1 + z_{eq})a)^{3(1-n)q}$

A la figura 18.2 mostrem el creixement lineal d'estructura, que tal com s'espera, es va frenant amb el temps, o equivalentment amb el factor d'escala a . Igual que en el cas DGP, al normalitzar el creixement al model EdS al passat, en l'actualitat obtenim diferents valors de σ_8 dependent dels paràmetres. El cas $q = 1$ es el model Cardassian original i existeix una solució analítica, que és una funció hypergeomètrica i obtenim σ_8 menor que el cas Λ CDM, en un 25% per $n=0.6$. Pel cas $q = 5$ no tenim solució analítica però podem fer un calcul numèric, i curiosament podem obtenir valors de σ_8 mes grans que 1.

Pel model Cardassian també podem calcular S_3 pero els seus valors difereixen poc (com a màxim un 10%) del cas estàndard, la qual cosa es encara molt dificil d'observar en l'actualitat. Una mesura

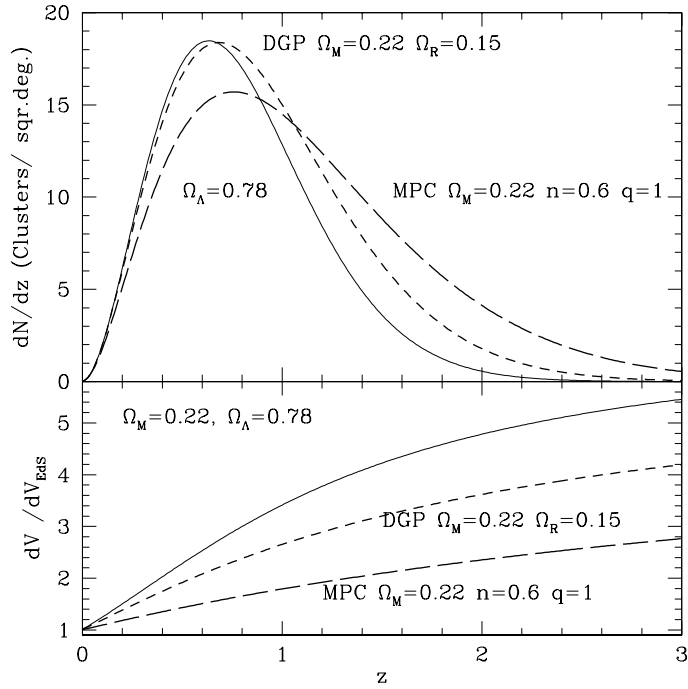


Figure 18.3: Baix: Elements de volum comòbil com a funció del redshift normalitzat al model EdS. Dalt: Densitat en nombre de cúmuls per grau quadrat amb $M > 2 \times 10^{14} M_{solar}$. La línia contiuua correspona al model Λ CDM pla, la discontinua al DGP i la discontinua llarga al MPC. Els models tenen $\Omega_M = 0.22$ Figura com en Multamaki Gaztanaga i Manera (2003)

potser mes optimista per discriminar models es el comptatge de cúmuls. A la figura 18.3 mostrem la predicció del nombre de cúmuls amb massa $M > 2 \times 10^{14} M_{solar}$ que s'observarien en funció del redshift tant pel model Cardassian com pels model DGP i Λ CDM. Les prediccions estan ajustades perquè els tres models tinguin el mateix nombre de cúmuls a $z = 0$ i hem utilitzat $\delta_c = 1.686$ en tots els casos perquè hi ha molt poca diferència entre ells. A la part inferior mostrem com canvia l'element de volum comòbil amb el redshift.

Tal i com es veu a la figura la cosmologia Λ CDM de concordància té aproximadament 4 cops mes volum comòbil que l'EdS a $z \simeq 1.5$ mentre que el model DGP o el Cardassian (MPC) que en tenen sobre 3 i 2 cops respectivament. Tot i els seus volums menors aquests models prediuen entre 2 (MPC) i 4 (DGP) cops mes cúmuls a redshift $z \simeq 1.5$ que el cas de concordància.

18.6 El model del Gas de Chaplygin

El model del Gas de Chaplygin General (GCG) (Bento et al 2002) introdueix un fluid perfecte no estandard caracteritzat per una pressió negativa. La seva equació d'estat es

$$p_G = -\frac{\tilde{A}}{\rho_G^\alpha} \quad (18.20)$$

on \tilde{A} és una constant positiva i $\alpha = 1$ correspon al model original (no general). Una equació d'estat com aquesta podria ser el resultat d'un camp escalar amb un terme cinètic no estandard (Sen 2002; Gibbons 2002). Com a resultat de la seva especial equació d'estat el gas de Chaplygin es comporta com a matèria a altes densitats (pressió negligible) i com una constant cosmològica a baixes densitats amb $\rho_G \approx const$ (Kamenschchick et al. 2000; Makler et al. 2003a). Amb aquest comportament un podria mirar d'unificar la matèria fosca i l'energia fosca en un sol candidat, són els models unificats. Nosaltres considerarem, de manera mes conservadora, un univers on tenim matèria fosca i a part gas de Chaplygin el qual actua amb fent el paper d'energia fosca. És a dir, només considerarem la seva influència través de l'expansió de l'univers, i l'únic component que formarà estructura serà la matèria fosca. El gas de Chaplygin considerat com a energia fosca ha estat estudiat per diversos autors (Amendola et al. 2003; Bean & Dore 2003; Fabris et al. 2004; Cunha et al 2004; Dev et al. 2003) entre altres, i s'ajusta a les observacions de supernoves per un rang ample de paràmetres. Ara ens interessem per la formació d'estructura i per això partim de l'equació de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_G), \quad (18.21)$$

on ρ_M és la densitat de matèria ordinària. Utilitzant aquesta equació i les dues equacions de continuïtat corresponents obtenim

$$\dot{H} + H^2 = -\frac{1}{2} \frac{4\pi G}{3} \left(\rho_M + \rho_G \left(1 - 3 \frac{\tilde{A}}{\rho_G^{1+\alpha}} \right) \right) \quad (18.22)$$

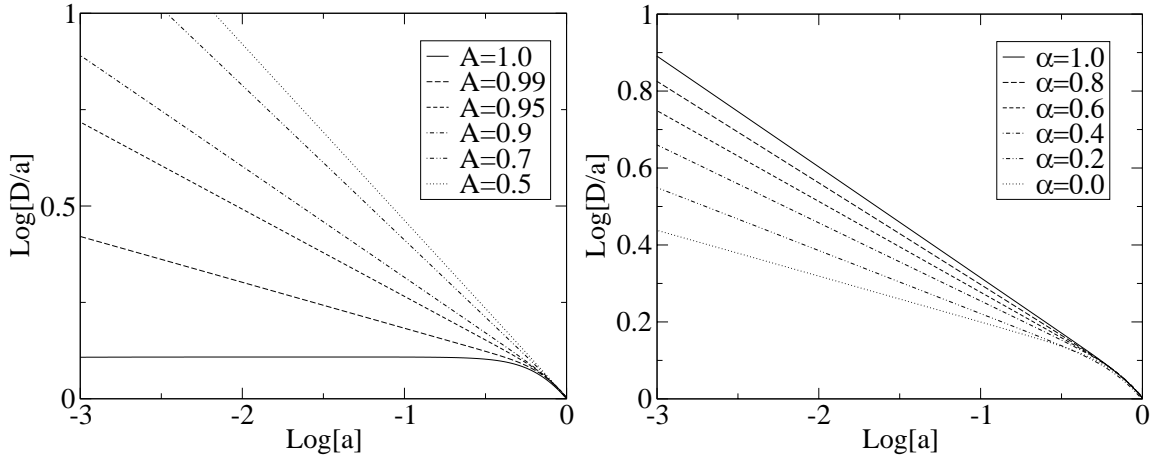


Figure 18.4: Creixement linal en el Gas de Chaplygin per $\alpha = 1.0$, $A = 1, 0.95, 0.9, 0.7, 0.5$ (panell esquerre), $A = 0.9$, $\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ (panell dret), Figura com en Multamaki, Manera i Gaztanaga (2004).

i podem calcular els coeficients per a les equacions de primer i segon ordre del contrast de densitat.

Els coeficients són

$$c_1 = -\frac{1}{2} \frac{\bar{\rho}_M}{\bar{\rho}_M + \bar{\rho}_G} = -\frac{1}{2} \frac{\Omega_M}{\Omega_M + \Omega_G [1 + A(a^{3(1+\alpha)} - 1)]^{\frac{1}{1+\alpha}}} \quad (18.23)$$

$$c_2 = 0 \quad (18.24)$$

$$\begin{aligned} 2 + \frac{\dot{H}}{H^2} &= \frac{1}{2} \left(1 + 3 \frac{\tilde{A}}{\bar{\rho}_G^\alpha (\bar{\rho}_M + \bar{\rho}_G)} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{3A\Omega_G [A + (1-A)a^{-3(1+\alpha)}]^{-\frac{\alpha}{1+\alpha}}}{\Omega_M a^{-3} + \Omega_G [A + (1-A)a^{-3(1+\alpha)}]^{-\frac{1}{1+\alpha}}} \right) \end{aligned} \quad (18.25)$$

A la figura 18.4 mostrem el creixement linal d'estructures per diferents valors de $A = \rho_G(z=0)^{-(1+\alpha)}$ i α . Els resultats estan normalitzats de manera que tots donin el mateix creixement a l'actualitat que segueixin un model tipus EdS en el passat (aquesta normalització es diferent que la dels dos models anteriors). Veiem que l'estructura linal ja es molt sensible als valors dels paràmetres i que un canvi petit (un 2% per exemple) produeix ja un canvi sustancial. Nomé paràmetres molt propers $A = 1$ i $\alpha = 0$, els quals corresponen de fet al cas Λ CDM, son compatibles amb les observacions. Així hem de concloure que aquest model no sembla presentar avantatges respecte el cas de concordància.

Val a dir també que aquest efecte dramàtic en el creixement linal d'estructures també es tradueix en un senyal molt elevat per l'efecte Sachs Wolfe integrat, igualment incompatible amb les observa-

cions. Pel que fa a l'skewness, els canvis continuen sent de l'ordre del poc per cent igual que els altes models.

18.7 El Model de Quintessència acoplat

Models on els candidats per l'energia fosca son camps escalars, quintessència, acoplats a la matèria estan altament motivats pels models de física de partícules amb dimensions extra. Nosaltres estem interessats en models on l'acoplament no és mínim, els quals ja han estat investigats en la literatura (Amendola 2000; Tocchini-Valentini & Amendola 2002; Mainini & Bonometo 2004). El nostre objectiu es estudiar com afecta l'acoplament i les inhomogenitats en l'energia fosca al comptatge de cúmuls. Per això hem calculat els creixement de perturbacions en la matèria, en el model del col.lapse esfèric, per quatre casos, que han estat escollits com a casos límits per tal de veure més clarament les tendències observacionals.

Tots quatre models tenen barions, matèria fosca i energia fosca. En els models molt acoplats tota la matèria fosca està acoplada a l'energia fosca (quintessence), l'única que no resta acoplada són els barions. En els models poc acoplats tenim matèria fosca no acoplada, barions, matèria fosca acoplada (un 5i energia fosca en forma de quintessència $\Omega_\phi = 0.7$. En el col.lapse esfèric introduïm un paràmetre Γ (Mota & van de Bruck 2004; Mahor & Lahav 2005) que ens indica l'evolució de l'energia fosca dins d'una regió de sobredensitat. Assumim dos casos extrems que corresponen o a que l'energia fosca no formi estructures (sigui uniforme a tot l'univers) o a que aquesta col.lapsi amb la matèria. Els quatre models corresponen a les quatre combinacions: molt acoplat i energia fosca homogènia (A) poc acoplat i energia fosca homogènia (B), molt acoplat i energia fosca que col.lapsa (C), poc acoplat i energia fosca que col.lapsa (D).

A la figura 18.5 mostrem, a l'esquerra, el comptatge de cúmuls per els quatre models estudiats. La primera cosa a destacar és l'aparició d'unes oscil.lacions. Aquestes provenen del fet que el cap de quintessència està acoplat a la matèria i oscil.la entorn del mínim del potencial efectiu, produint oscil.lacions en la densitat promig en coordenades comòbils. Les oscil.lacions en la densitat es traslladen al comptatge de cúmuls a través del formalisme de Press-Shchechter. Aquestes oscil.lacions són per tant una característica pròpia i distintiva dels models de quintessència acoplats. També podem veure que els models més acoplats donen un nombre menor de cúmuls, a redhifit $z=0.5$ a

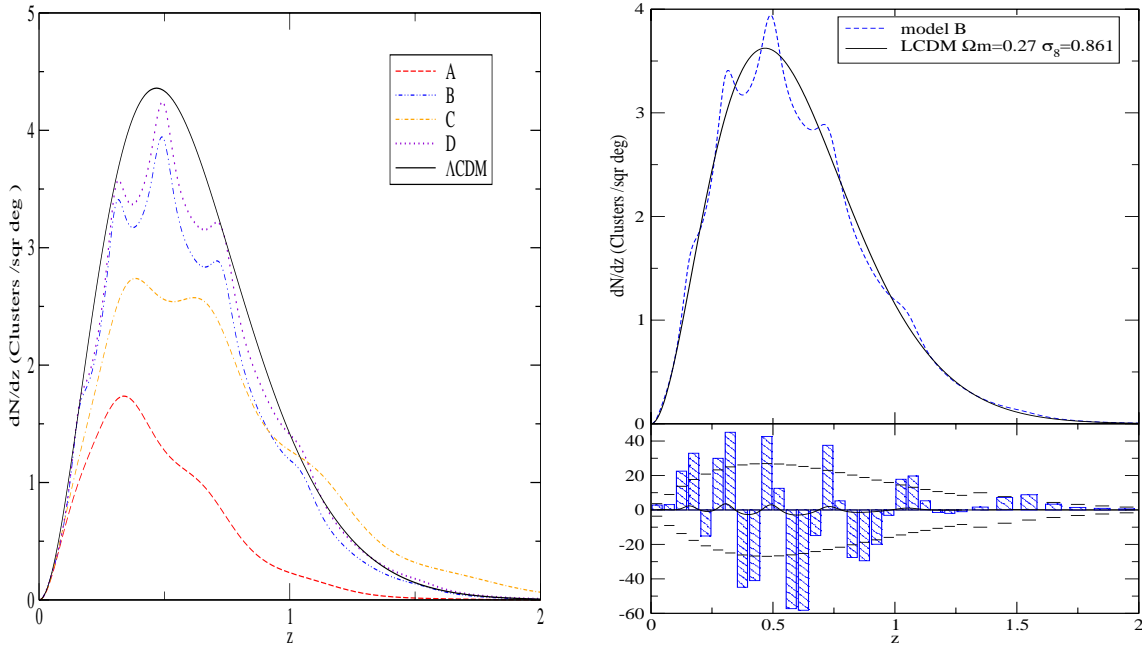


Figure 18.5: Equerra: Dependència en redshift del nombre de cúmuls amb massa $M > 2 \cdot 10^{14} M_{\odot} h^{-1}$, i per grau quadrat pels 4 casos estudiats. Dreta: Ajust al model B a partir del model Λ CDM. La diferència entre els dos models es mostra a sota. Figura com a Manera i Mota (2006).

redshift 0.5 la diferència arriba a ser més del doble pel model A. Tots els models estan normalitzats per a tenir el mateix nombre de cúmuls avui.

Per estudiar la viabilitat que les observacions hem posat al panell de la dreta la predicció del model B per una observació realista com la prevista pel 'Dark Energy Survey', juntament amb el millor ajust a aquesta predicció a partir del model Λ CDM (pel qual hem variat σ_8). A la part inferior veiem la diferència en el nombre de cúmuls per redshift bin entre els dos models. Un test χ^2 ens dona que els dos models es podrien distingir en una probabilitat del 5%. El resultat podria no ser tant optimista si el σ_8 es més pròxim a 0.8 que a 0.9, per la qual cosa el nombre total de cúmuls observats disminuiria molt i la diferència entre els models seria menys evident.

Chapter 19

Formació d'estructura correlacionant mapes del cel

19.1 L'Efecte Sachs Wolfe Integrat (ISW)

Quan un fotó del fons còsmic de microones (CMB) travessa un potencial gravitatori canviant amb el temps, per exemple el d'un cúmul de galàxies, el guany d'energia al caure dins del potencial no es compensa exactament amb la pèrdua d'energia al sortir-ne, la qual cosa provoca un blueshift o redshift net en la longitud d'ona del fotó. Aquest és efecte s'anomena efecte Sachs-Wolfe integrat (ISW) (Sachs & Wolfe 1967) i l'anisotropia secundària que genera en la temperatura observada del CMB es:

$$\Delta_T^{ISW}(\hat{n}) = - \int_0^{z_{CMB}} 2dz \frac{d\Phi}{dz}(\vec{r}(\hat{n}), z) \quad (19.1)$$

L'efecte ISW es pot detectar a través de correlacionar mapes del CMB amb mapes que tracin l'estructura a gran escala de la matèria fosca. La funció de correlació entre temperatura i galàxies

es pot veure que és:

$$\begin{aligned}
 w_{TG}^{ISW}(\theta) &= \frac{1}{2\pi} \int \frac{dk}{k} P(k) g(k\theta) \\
 g(k\theta) &= \int dz W_{ISW}(z) W_G(z) \frac{H(z)}{c} J_0(k r_m \theta) \\
 W_{ISW}(z) &= 3\Omega_m (H_0/c)^2 \frac{d[D(z)/a]}{dz} \\
 W_G(z) &= b(z) \phi_G(z) D(z),
 \end{aligned} \tag{19.2}$$

on $\phi_G(z)$ es la funció de selecció de galàxies, $b(z)$ es el bias, el qual, naturalment depèn del redshift, i $D(z)$ es el creïement lineal d'estructura. La funció de correlació entre galàxies i temperatura és zero si no tenim efecte ISW. Aquest seria el cas d'un univers Einstein-de-Sitter, on el potencial gravitatori no canvia. L'efecte ISW en canvi no serà zero si tenim una constant cosmològica, o energia fosca, per la qual cosa és en ell mateix un prova independent de l'expansió accelerada de l'univers. Naturalment, el terme clau de les expressions 19.2 es el kernel ISW W_{ISW} el qual podem analitzar més detalladament. Mantenint la quantitat de matèria Ω_m constant observem que aquest kernel, a baix redshift, augmenta al augmentar la constant cosmològica. A alt redshift en canvi el procés es antiintuitiu i el kernel disminueix. Podem considerar també el cas d'un univers pla amb Ω_m i Ω_Λ fixats, però on l'energia fosca que tingui una equació d'estat constant però arbitrària $p = w\rho$. En aquest cas observem que existeix un senyal màxim per l'efecte ISW integrat, per tant, si les observacions donessin un valor superior a aquest màxim serien una indicació de que es necessitaria models d'energia més complexos.

A l'hora de calcular la correlació entre mapes de temperatura i de galàxies, un pot decidir de fer-ho no en l'espai de configuració com és el cas de 19.2 sinó en l'espai d'harmonics esfèrics. En aquest cas les equacions són:

$$\begin{aligned}
 C_{GT}^{ISW}(l) &= \frac{4}{(2l+1)^2} \int dz W_{ISW}(z) W_G(z) \frac{H(z)}{c} P(k) \\
 W_{ISW}(z) &= 3\Omega_m (H_0/c)^2 \frac{d[D(z)/a]}{dz} \\
 W_G(z) &= b(z) \phi_G(z) D(z),
 \end{aligned} \tag{19.3}$$

Treballar en l'espai harmònic té inconvenients com ara la necessitat de modelar l'efecte de la màscara

en mapes que no cobreixin tot el cel, però també te avantatges considerables, un dels més importants és el fet de que un pot substreure del senyal el monopòl i el dipòl com passa amb els mapes del CMB proveïts per WMAP (Spergel et al. 2006). Òbviament les dues aproximacions es relacionen a través dels polinomis de Legendre.

$$w_{TG}^{ISW}(\theta) = \sum_l \frac{2l+1}{4\pi} p_l(\cos\theta) C_{GT}^{ISW}(l) \quad (19.4)$$

19.2 Restringint paràmetres cosmològics

Tal com hem explicat, l'observació de l'efecte ISW pot servir per a restringir paràmetres cosmològics. Per a fer-no nosaltres hem compilat de la literatura deteccions del efecte ISW al llarg de tot l'espectre electromagnètic (infraroig,òptic,radio, raig X). Aquestes deteccions corresponen a l'anàlisi de la correlació de mapes del CMB amb mapes d'estructura a diferents redshifts (2Mass, APM, SDSS, NVSS, HEAO) i han estat fetes per diferents grups d'investigació (veure detall en la secció 10.1). Al panell esquerre de la gràfica 19.1 mostrem la senyal d'aquestes deteccions per a un angle de 5 graus, un angle pel qual no tenim contribució del efecte Sunayev-Zeldovich. Només hem escollit deteccions en les quals el bias estigui determinat de manera autoconsistent, és a dir, a partir de l'autocorrelació de les galàxies en els mateixos mapes utilitzats per l'efecte ISW. A part dels cinc punts mostrats hi ha altres deteccions a redshifts molts semblants i amb resultats equivalents, quan això ha passat n'hem escollit el més ben determinat.

Si mirem les dades veiem que consistentment en tots els casos s'ha trobat una autocorrelació positiva, i la seva dependència en el redshift ens permet restringir paràmetres cosmològics. Concretament ens hem centrat en restringir els paràmetres Ω_m i Ω_Λ del model Λ CDM. El resultat es mostra al panell dret de la figura 19.1. En color verd s'han dibuixat els contorns 1,2,3 σ obtinguts amb un ajust χ^2 a les dades. Els contorns blaus corresponen a la restricció que s'obté a partir de les observacions de supernoves, i els liles a l'utilitzar els dos conjunts de dades. Aquets resultats donen evidència de l'acceleració de l'univers, essent la probabilitat per a la hipòtesi de que sigui falsa de 3×10^{-5} . També mostren la potència i la complementarietat del efecte ISW respecte les supernoves a l'hora de restringir paràmetres. Aquesta complementarietat també es fa evident a l'hora de restringir el paràmetre de l'equació d'estat w per un univers pla. En aquest cas, permetent només un

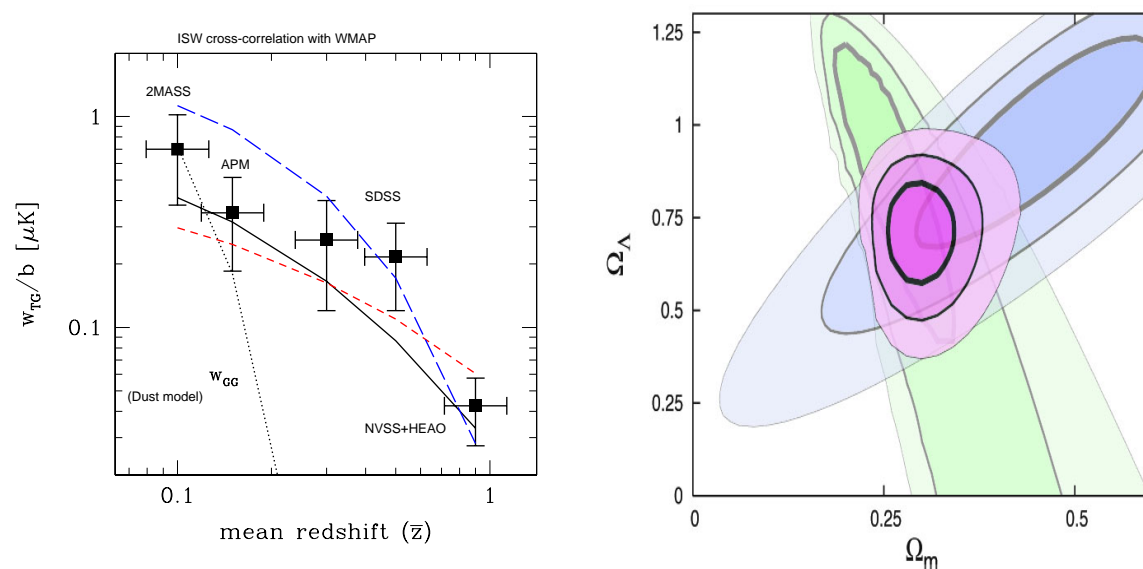


Figure 19.1: Esquerra: Dades compilades per l'efecte ISW a diferents redshifts. Dreta: Contorns en el pla $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ amb nivells de confiança de un, dos i tres σ . Verd (només ISW), blau (només superonves) i lila (ISW+SN). Figures com en Gaztanaga, Manera i Multamaki (2006)

w constant tenim que per la restricció conjunta $w = -1.02 \pm 0.17$ i $\Omega_\Lambda = 0.7 \pm 0.05$, uns resultats plenament compatibles amb el model de concordància.

19.3 Calculant errors en les correlacions: mètodes

Els errors en l'efecte ISW estan limitats bàsicament per la variància còsmica i per l'àrea disponible en els mapes del cel. Les deteccions que hi ha fins ara a la literatura només arriben a 2-4 σ com a màxim. Fins i tot, en el model de concordància, una mesura òptima de la correlació a tot el cel només arribaria a una senyal/soroll de 10 (Afshordi 2004). Així doncs, a causa del baix senyal que l'efecte ISW té resulta molt important d'estudiar be els errors i la covariància en el senyal de la correlació. En aquesta secció parlarem de 4 mètodes per estimar els errors.

El mètode Monte Carlo (MC2) consisteix en simular parelles de mapes de temperatura i de galàxies on aquests estan correlacionats. Posteriorment es calculen les funcions de correlació entre mapes. Els errors i la covariància vindran donats per la dispersió de les funcions de correlació. El mètode de Jack-knife (JK) a partir de les dades construeix N subconjunts, cada un dels quals es la totalitat de les dades menys una regio donada, que va variant per cada subconjunt fins a cobrir tot

el mapa. L'error ve donat per la dispersió de les mesures de correlació entre els diferents conjunts. Aquest mètode, a diferència del de Monte Carlo o dels mètodes teòrics no utilitza un model cosmològic 'a priori' per a calcular els errors sinó que només es recolza en les dades. Els altres models però també podem fer que només depenguin només de les dades establint l'input 'a priori' com el millor ajust a aquestes.

Respecte al càlcul teòric dels errors podem treballar en l'espai de configuració (TC) o en l'espai d'harmonics esfèrics (TH). Entre els dos mètodes hi ha evidentment una correspondència a través dels polinomis de Legendre. Els errors en l'espai harmonic són molt senzills quan treballem amb tot el cel. En aquest cas cada C_l es independent i el seu error el podem aproximar bé per un error gaussià. En el cas on no tenim tot el cel però els diferents multipols estan correlacionats i el calcul d'errors analíticament es complica força: s'ha de treballar amb funcions finestra que expressen com es correlacionen els diferents C_l 's.

El model teòric per estimar els errors en l'espai de configuració es una aportació original d'aquesta tesi. L'estimador per la funció de correlació per un angle donat, és el producte de la fluctuació de temperatura pel contrast de densitat de galaxies promitjat per totes les parelles de punts, que estant dins de l'area disponible del cel, estan separats per aquest angle determinat. Es a dir,

$$w_{TG}(\theta) = \langle \Delta T(q) \delta_g(q') |_{\hat{q}\hat{q}'=\theta} \rangle_{survey} \quad (19.5)$$

Llavors, la matriu de covariança ve donada per

$$C_{ij} = \frac{1}{8\pi^2 P(\theta_i) P(\theta_j)} \int_0^\pi \frac{K[\theta_i, \theta_j, \psi]}{P(\psi)} \sin \psi d\psi \quad (19.6)$$

$$K[\theta_i, \theta_j, \psi] = \frac{1}{2} [W_{AA}(\theta_i, \psi) W_{BB}(\theta_j, \psi) + W_{AA}(\theta_j, \psi) W_{BB}(\theta_i, \psi)] \\ + W_{AB}(\theta_i, \psi) W_{AB}(\theta_j, \psi) \quad (19.7)$$

i W_X és la mitjana de la corresponent correlació amb $X = TT$ (temperatura-temperatura), GG (galaxies-galaxies) or TG (temperatura-galaxies):

$$W_X(\theta, \psi) = 2 \int_0^\pi d\phi P(\psi, \theta, \phi) w_X(\phi) \quad (19.8)$$

i on $\cos\phi = \cos\theta\cos\psi + \sin\theta\sin\psi\cos\varphi$

En aquesta fórmula la geometria del 'survey', és dir, de la zona del cel per a fer la correlació, ve donada per les funcions $P(\theta)$ i $P(\psi, \theta, \phi)$. Aquestes funcions són les probabilitats de que dos punts separats un angle θ o un triangle de costats ψ, θ, ϕ caiguin dintre del 'survey' si han estat llançat aleatoriament per tot el cel. Per 'suveys' amb àrees compactes, aquestes probabilitats es poden aproximar bé per les calculades en un cercle, les quals es poden calcular analíticament (veure secció 11.6). Aquest mètode de calcular errors en l'espai de configuració ens ha permès fer un programa fortran que prengui com a input les funcions de correlació mesurades i com a resultat doni la matriu de covariança.

19.4 Comparació d'errors en l'efecte ISW

En aquesta secció comparem els diferents mètodes per calcular els errors en la correlació entre mapes. Com a model cosmològic per generar els mapes Monte Carlo utilitzem Λ CDM amb $\Omega_{DE} = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.05$, $n = 1$, $h = 0.7$ i $\sigma_8 = 0.9$. Observem que les matrius de covariança en el mètode MC2 convergeixen a un 1% de precisió a partir de les 1000 realitzacions. Considerarem els resultats MC2 com els 'veritables' i mirarem en quina mesura els altres mètodes recuperen aquests.

Els quatre mètodes donen resultats molt semblants tant pel que fa als errors com per les matrius de covariança normalitzades. Al panell dret de la figura 19.2 mostrem la matriu de covariança normalitzada pel cas TC. Veiem que existeix una correlació elevada entre els diferents angles per la qual cosa esdevé imprescindible tenir en compte aquesta matriu al fer un ajust dels paràmetres cosmològics. La manera de fer l'ajust es descomposant la matriu en valors i vectors propis (single value decomposition). Al treballar en aquest espai diagonalitzat podem posar a zero les components de soroll abans d'invertir la matriu per fer un ajust χ^2 a les observacions. Els contorns que obtenim pels paràmetres cosmològics són molts semblants pels quatre mètodes.

Al panell esquerre de la figura 19.2 mostrem els errors en la funció de correlació per un 'survey' del 10% del cel. El cas de tot el cel també es mostra per comparació. Veiem que fins a uns 20 graus tots quatre models doenen pràcticament el mateix error. El JK es desvia una mica del MC2, que és el que considerem com a veritable, però aquestes diferències queden compreses en l'error de l'error, el qual es pot calcular (veure secció 12.2). Un resultat interessant es l'utilitat del model teòric en

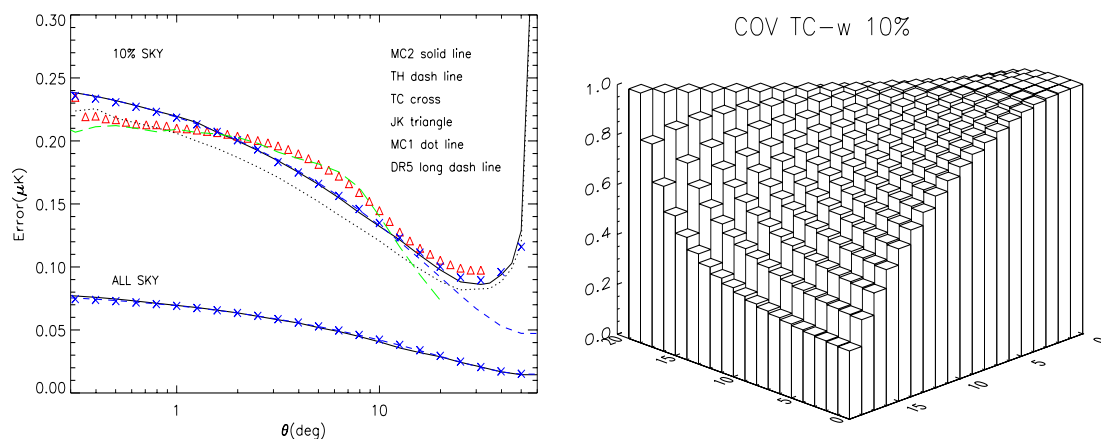


Figure 19.2: Esquerra: Errors calculats amb els 4 mètodes diferents per un model ΛCDM amb $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ amb una area per a la correlació del 10% del cel. Mètodes TC (creus), TH (linia a traços), MC2 (linia contínua), JK (triangles). També hi ha dibuixat el cas per tot el cel. Dreta: matriu de covariança normalitzada pel mètode teoric en l'espai de configuració TC. Figure com en Cabre, Fosalba, Gaztanaga i Manera (2007).

l'espai de configuració TC per determinar els errors a angles grans on l'efecte de la geometria del 'suvey' és important. Això es pot veure en la inflexió del error a uns 30 graus, inflexió que el mètode TH falla a reproduir.

Finalment hem comprovat que aquests mètodes donen una dependència adequada al canviar la fracció del cel disponible per a fer les correlacions i que si canviem el model cosmològic a un amb $\Omega_{DE} = 0.8$ continuem tenint un ajust molt bo pels errors.

Chapter 20

Model de bias local

En aquest capítol estudiarem el 'clustering' o agrupament de les estructures en una simulació cosmològica de matèria fosca. Concretament la simulació utilitzada és l'anomenada 'MICE intermediate', la qual ha estat produïda al Marenostrum. Aquesta és una simulació cúbica de costat $L = 1536 Mpc/h$ amb 1024^3 partícules de massa $M = 23.4 \times 10^{10} M_{solar}$, i correguda amb els paràmetres cosmològics següents: $\Omega_B = 0.044$, $n_s = 0.95$, $h = 0.7$ and $\sigma_8 = 0.8$. El nostre objectiu es el d'estudiar si es adequat utilitzar el model de bias local al analitzar les funcions de correlació d'halos de matèria fosca. Per això, utilitzant la simulació, determinarem localment els valors dels paràmetres b_1 i c_2 i els seus errors i mirarem si prediuen correctament les funcions de correlació a 2 i tres punts que també mesurarem de la simulació.

20.1 Determinació del parametres b_1 i c_2

El model de bias local va ser introduït per Fry i Gaztañaga (1993). Aquest model assumeix que el contrast de densitat de la distribució dels halos es pot expressar com una funció no lineal de la fluctuació local de la densitat de matèria. $\delta_h = F[\delta]$. A escales molt grans aquestes funcions de la densitat son petites i per tant podem desenvolupar la funció en sèrie de Taylor:

$$\delta_h = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{b_k}{k!} \delta^k = b_1 \delta + \frac{b_2}{2} \delta^2 + \dots \quad (20.1)$$

Nosaltres determinarem els paràmetres b_1 i $c_2 = b_2/b_1$ directament a partir de la simulació. Als panells superiors de la figura 20.1 mostrem, a redshift zero, la relació de la dispersió de l'equació 20.1 per halos de com a mínim 25 i 200 partícules respectivament. A la part principal de la tesi (versió anglesa) podeu trobar gràfiques semblants per a halos amb masses diferents i també per a redshift $z = 0.5$. Els paràmetres b_1 i c_2 han estat determinats a través de fer un ajust de mínims quadrats de la relació $\delta_h - \delta$. Com podeu veure la dispersió dels punts augmenta amb la massa, amb la qual cosa també augmenta l'error del ajust. També és important de tenir en compte que abans de fer l'ajust el camp de matèria i el dels halos s'ha de suavitzar. Nosaltres l'hem filtrat amb una funció gaussiana amb un radi de 30 Mpc/h de manera que ens assegurem estar a una escala on podem aplicar el desenvolupament de Taylor.

20.2 Funcions de correlació

Les funcions de correlació de dos i tres punts són definides respectivament com

$$\xi(r_{12}) = \langle \delta(r_1)\delta(r_2) \rangle \quad (20.2)$$

$$\zeta(r_{12}, r_{23}, r_{13}) = \langle \delta(r_1)\delta(r_2)\delta(r_3) \rangle \quad (20.3)$$

on és convenient definir també la relació jeràrquica Q_3 com

$$Q_3 = \frac{\zeta(r_{12}, r_{23}, r_{13})}{\zeta_H(r_{12}, r_{23}, r_{13})} \quad (20.4)$$

$$\zeta_H \equiv \xi(r_{12})\xi(r_{23}) + \xi(\vec{r}_{12})\xi(r_{13}) + \xi(r_{23})\xi(r_{13}), \quad (20.5)$$

Aplicant el model de bias local podem relacionar aquestes funcions i també el skewness quan són calculades pels halos i per la matèria. La seva relació bé donada (fins al primer terme rellevant en

ξ_2 com)

$$\begin{aligned}\xi^h(r) &\simeq b_1^2 \xi(r) \\ Q_3^h &\simeq \frac{1}{b_1} (Q_3 + c_2)\end{aligned}\tag{20.6}$$

$$\begin{aligned}S_3^h &= \frac{1}{b_1} (S_3 + 3c_2) \\ \text{nonumber}\end{aligned}\tag{20.7}$$

Ja que tenim la simulació podem calcular ξ_2 , Q_3 i S_3 pels halos de diferents masses i per la matèria. I veures si els valors b_1 i c_2 obtinguts en l'apartat anterior fan que aquesta relació es compleixi. Això és el que hem fet. En el panell inferior de la figura 20.1 mostrem la funció de correlació de dos punts per halos de diferents masses. A partir d'aquestes funcions podem obtenir el bias lineal a partir de l'equació 20.6 fent $b(r) = \sqrt{\xi_h(r)/\xi(r)}$. En el model del bias local aquest bias es constant, naturalment però, degut a la varianza còsmica, canviara una mica a cada punt i a les diverses realitzacions. Els bias obtinguts a través de la funció de correlació coincideixen, donats els errors, amb els obtinguts directament a partir de la relació $\delta_h - \delta_m$. També hem comprovat que passa el mateix pels valors de c_2 deduïts a partir de la funció jerarquica Q_3 o del skewness, aquest últim però (igual que la varianza $\sigma^2 = \xi(0)$) l'hem de calcular tenint en compte el 'shotnoise' i fent un suavitzat del camp de densitat a escales característiques grans. Els paramtres b_1 i c_2 entre el model de bias local i els del clustering son coherents en els dos redhifts analitzats. Els resultats doncs, donen suport a l'aplicabilitat del model de bias local a l'analitzar l'estructura a gran escala de l'univers.

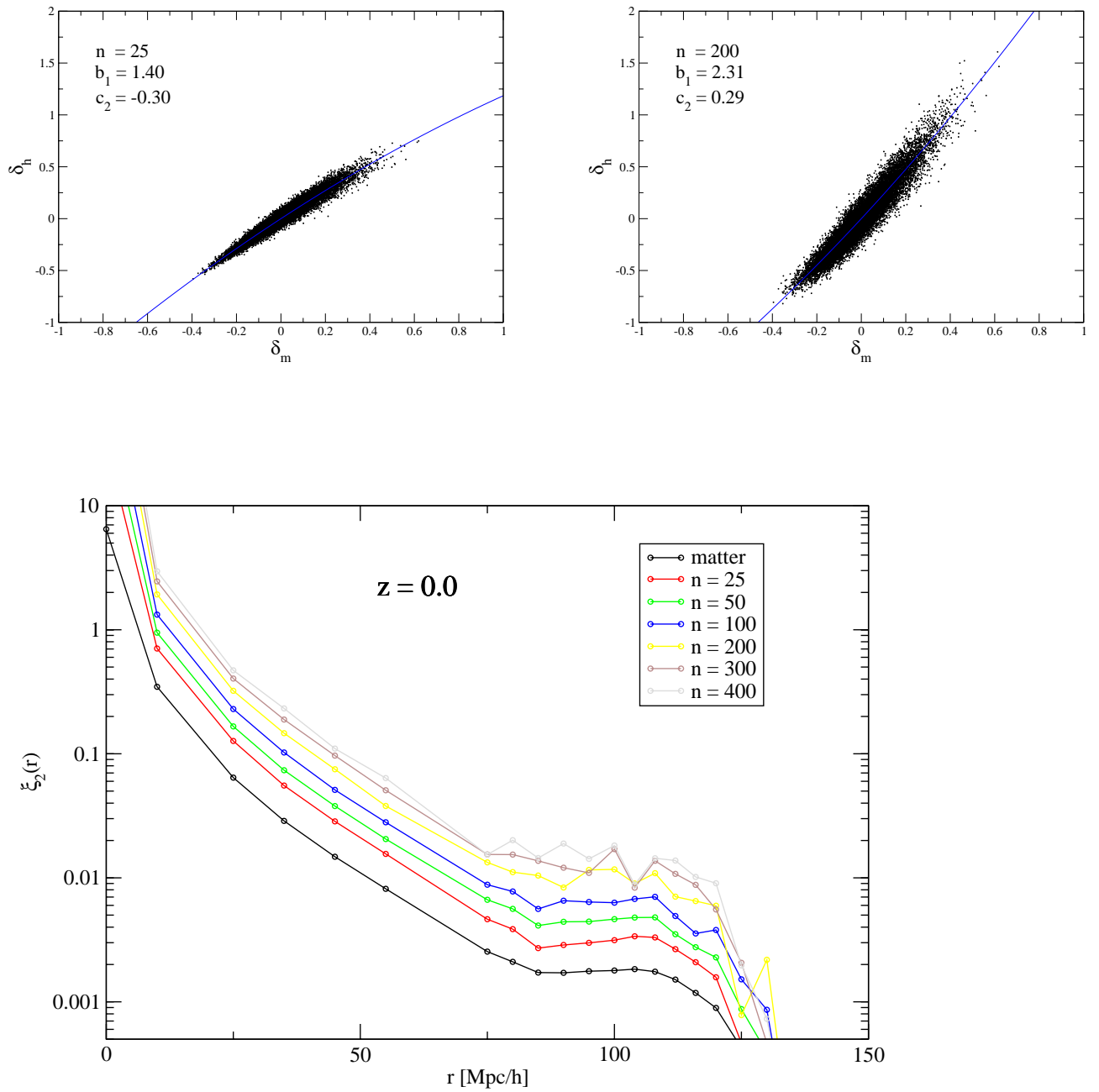


Figure 20.1: Dalt: Grafica de la dispersió de la relació local $\delta_h - \delta$ de la simulació. Els dos panells són a $z=0$. L'esquerre mostra el cas amb halos a partir de 25 partícules i el dret a partir de 200. Ajustant els punts es determina b_1 i c_2 . Baix: Funció de correlació de 2 punts en 3D per la simulació a redshift $z=0$. Resultats mostrats per halos de diferent massa. Fixeu-vos que es veu el pic acústic.

Chapter 21

Conclusions

Aquesta tesi ha estat una gran aventura que ha procurat fer avançar el coneixement que tenim de l'univers. La meua intenció sempre ha estat tenir una mentalitat oberta que permeti aproximar-se a la formació d'estructures alhora des de les dues vessants teòrica i observacional, perquè quan aquestes es confronten és quan més avança la ciència. Avall, resumeixo les principals conclusions i aportacions de la tesi:

- Hem mostrat que la formació d'estructura pot ésser utilitzada amb èxit per discriminar entre diversos models cosmològics i restringir els seus paràmetres. Aquesta és una forma de testejar els models cosmològics complementaria a les supernoves o a la radiació de fons de microones.
- Hem introduït un formalisme per calcular el creixement d'estructura en models cosmològics no estàndards. Aquest formalisme es obtingut reescrivint l'equació de Raychaudhuri en el marc del col·lapse esfèric. En aquest cas l'evolució del contrast de densitat es pot expressar a través de l'equació de Friedmann i de la seva derivada, per obtenir la qual es pressuposa que s'utilitza l'equació de continuïtat.
- Hem mostrat que el creixement lineal d'estructura pels model Cardassian i pel model de Dvali Gabadadze i Porrati (DGP) en general es inhibeix respecte el model Einstein-de-Sitter, amb una supressió que pot arribar fins al 50%. El model de gas de Chaplygin (entès com energia fosca), en canvi, és extremadament sensible al creixement lineal d'estructura, tant que només és compatible amb les observacions quan els seus paràmetres s'ajusten de manera que a la

pràctica recuperem el model Λ CDM.

- Hem mostrat que a $z = 1$ el model DGP i el Cardassian perdiuen respectivament aproximadament 2 i 4 cops més cúmuls que el model Λ CDM. Pel model de quintessència acoplat hem trobat que l'acoplament tendeix a fer disminuir el nombre de cúmuls mentre que el permetre que l'energia fosca col.lapsi tendeix a augmentar-lo. Hem mostrat també que les oscil.lacions en el nombre de cúmuls és també una característica d'aquest model.
- Hem presentat una compilació de deteccions del efecte ISW obtinguts a partir de correlacions entre mapes de temperatures del CMB i mapes de galàxies. Hem ajustat la dependència en redshift del senyal observat mostrant que aporta nova evidència de l'existència de l'energia fosca. Hem utilitzat la detecció del efecte ISW per restringir els paràmetres cosmològics, obtenint, per un univers pla i amb un anàlisi conjunt amb el de les supernoves $\Omega_{\Lambda} = 0.70 \pm 0.05$ i $w = -1.02 \pm 0.17$.
- Hem presentat un mètode nou per calcular els errors en la funció de correlació entre mapes del cel. Aquest mètode té en compte la geometria de la zona observada del cel i per tant permet calcular millor els errors per angles grans. És també més ràpid que el mètode Monte-Carlo on s'han de generar aproximadament 1000 simulacions. Hem comparat aquest mètode amb el Monte-Carlo, el Jack-knife i el mètode teòric per calcular errors en l'espai harmònic. A pesar de les seves diferències conceptuals les seves matrius de covariància fins a 20 graus les corresponents restriccions als paràmetres cosmològics que surten d'elles són pràcticament semblants per 'suveys' del 10% del cel i cosmologia estàndard.
- Finalment hem utilitzat una simulació cosmològica de matèria fosca per estudiar el bias en l'estructura a gran escala. Hem mostrat que els paràmetres b_1 i c_2 calculats directament de la relació $\delta_m - \bar{\delta}_m$ ajusten bé les funcions de correlació de 2 i 3 punts mesurades a la simulació. Això és una prova en suport de l'aplicabilitat del model de bias local a l'hora d'analitzar l'estructura a gran escala.